PARIJS

THESE

présentée

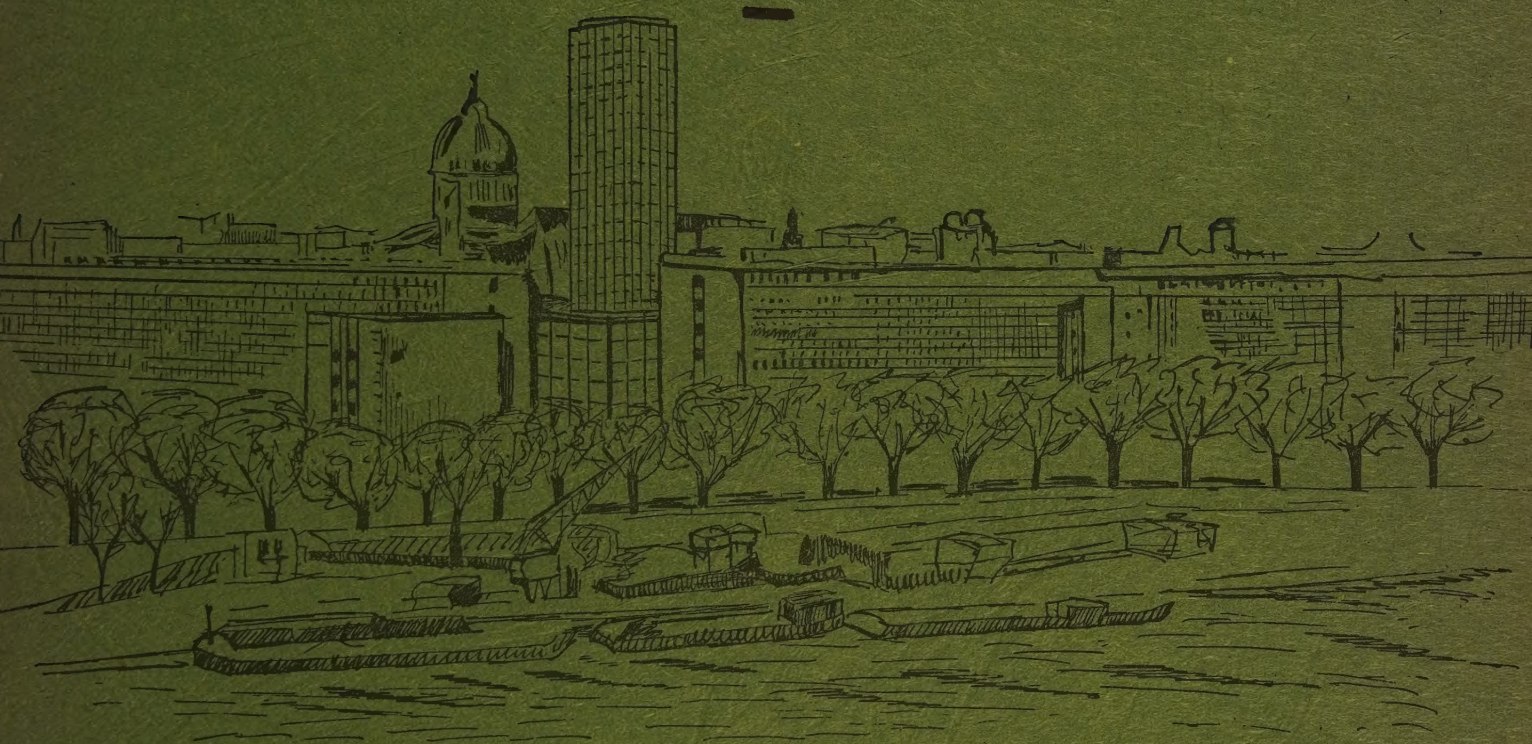
A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

André AZIZA



Sujet de la Thèse : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PROPRIETES OPTIQUES ET MAGNETOOPTIQUES DES MELANGES $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Soutenue le 17 Mars 1976 devant la Commission d'Examen

MM. M. BALKANSKI Président

J. BOK Examinateur

J. MYCIELSKI —

R. A. STRADLING —

G. MARTINEZ —

THÈSE

présentée

à

L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

André AZIZA

Sujet de la Thèse : CONTRIBUTION A L'ETUDE DES PROPRIETES OPTIQUES ET MAGNETOOPTIQUES DES MELANGES $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Soutenue le 17 Mars 1976 devant la Commission d'Examen

MM.	M. BALKANSKI	Président
	J. BOK	Examinateur
	J. MYCIELSKI	—
	R. A. STRADLING	—
	G. MARTINEZ	—

A ma femme

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire de Physique des Solides de l'Université Pierre et Marie CURIE : (Paris VI).

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur M. BALKANSKI qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a guidé tout au long de ce travail.

J'exprime ma profonde reconnaissance à Messieurs les Professeurs J. MYCIELSKI et A. MYCIELSKI de l'Université de Varsovie qui ont largement contribué à l'aspect théorique de ce travail.

Je remercie vivement Monsieur le Professeur R.A. STRADLING qui, en m'accueillant dans son laboratoire à l'Université d'Oxford, m'a permis de compléter mon travail expérimental en utilisant la technique du "stripline".

Je remercie particulièrement Monsieur J.C. RAMAGE qui m'a initié à cette technique.

Monsieur E. AMZALLAG m'a apporté un soutien constant tout au long de ce travail ; qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur le Professeur J. BOK et à Monsieur G. MARTINEZ pour avoir accepté de s'intéresser à ce travail.

Je remercie Monsieur J. BLINOWSKI pour les discussions stimulantes sur ce travail.

Madame J. NGUYEN a assumé la dactylographie de ce texte dans des délais très courts ; je l'en remercie bien vivement.

Mes remerciements vont également à tous mes camarades du Laboratoire de Physique des Solides, ainsi qu'aux techniciens et plus particulièrement à Messieurs J.P. GUESDON et B. BARRAU pour l'aide précieuse qu'ils m'ont apportée, et à Mesdames P. CREPIN et S. BOUDON du Service D.P.S.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Chapitre I : Propriétés générales des sels de plomb..... 4

Chapitre II : Etude théorique des effets magnéto optiques . 7

I. INTRODUCTION 7

II. Formulation macroscopique 7

A. Constante dielectrique en présence du champ magnétiques $\vec{H}$ 8

1. Equations de Maxwell 8

2. Constante dielectrique en présence du champ magnétique $\vec{H}$ 10

B. Expression macroscopique des phénomènes physiques 11

1. Résolution de l'équation d'onde 11

a. Propagation longitudinale : Configuration Faraday 11

b. Configuration Voigt 12

2. Expression des phénomènes physiques 13

a. Réflectivité et magnétoréflectivité 13

b. Absorption cyclotron 14

III. Formulation microscopique 15

A. Semiconducteurs polaires isotropes 15

1. Tenseur dielectrique 16

2. Modes normaux 18

a. Champ magnétique nul $H_o = o$ 18

b. Configuration Faraday 19

c. Configuration Voigt 19

B. Semiconducteurs anisotropes 21

1. Tenseur de conductivité 21
2. Tenseur dielectrique 23
a. $\vec{H}_o$ parallèle à l'axe (100) 24
b. $\vec{H}_o$ parallèle à l'axe (111) 25
c. H_o parallèle à la direction (110) 26

C. Réflectivité et magnétoréflectivité 26

1. Configuration Faraday 27
2. Configuration Voigt 28

D. Transition intrabande: résonance cyclotron 30

Chapitre III : Méthode expérimentale et résultats 33

I. Dispositif expérimental 33

A. Reflectivité et magnétoréflectivité 33
B. Absorption cyclotron 35
C. Echantillons 38
1. Echantillons de PbSe 39
2. Echantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ 39

Chapitre IV : Mesures effectuées et résultats obtenus 41

I. Réflectivité et magnétoréflectivité 41

A. Résultats obtenus 41
B. Analyse des résultats 41
1. Première approche 41
2. Deuxième approche 43

II. Absorption cyclotron 43

A. Résultats obtenus 43
B. Analyse des résultats 44

III. Difficultés expérimentales 46

A. Echantillons 46

B. Appareillage 46

Chapitre V : Etude de la masse effective des électrons libres dans les sels de plomb 47

I. Analyse de la masse effective de conductivité m_c^* 47

A. Modèle de bande utilisé 47

B. Masse effective de conductivité m_c^* 49

II. Analyse de la masse effective transverse m_T^* 51

III. Influence du champ magnétique sur la masse effective. 52

Chapitre VI : Mécanismes de relaxation 54

Introduction 54

I. Considérations sur les deux intéractions 55

II. Intéraction électron-photon 57

A. Calcul de $\tau(\omega)$ pour $T \neq 0K$ 58

B. Expression de $\tau(\omega)$ pour $T \to 0K$ 62

III. Intéraction plasmon-impureté ionisée 64

IV. Comparaison avec les résultats expérimentaux et discussion 66

A. Intéraction électron-phonon 66

B. Intéraction plasmon-impureté ionisée 68

CONCLUSION 69

INTRODUCTION

Les sels de plomb connaissent actuellement un développement remarquable par suite de l'intérêt qu'ils présentent d'une part sur le plan des applications avec la réalisation de détecteurs infrarouges sensibles et rapides et d'autre part sur le plan fondamental avec la propriété que présentent certains de leurs mélanges d'avoir une bande interdite continûment variable avec leur composition ce qui permet une étude précise de leur structure de bandes.

L'analyse des propriétés optiques et magnéto-optiques de ces matériaux conduit à la détermination de certains paramètres comme la masse effective des porteurs libres m^* liée à la structure de bandes des matériaux, et le temps de relaxation électronique aux fréquences optiques $\tau_{optique}$ lié à l'intéraction électron-phonon ou l'intéraction plasmon impureté ionisée.

Ce travail porte essentiellement sur des mesures de réflectivité, de magnétoréflectivité et d'absorption cyclotron dans les sels de plomb du type PbSe et $Pb_{1-x}Sn_xSe$. L'interprétation des résultats expérimentaux a permis d'une part de déterminer la masse effective des porteurs et de la relier aux différents modèles de structure de bandes actuels, et d'autre part d'étudier théoriquement les mécanismes de relaxation aux fréquences optiques, en les comparant aux mécanismes de relaxation qui interviennent dans certains phénomènes de transport comme l'effet Hall.

Le premier chapitre de ce travail est réservé aux propriétés générales des sels de plomb.

Le deuxième chapitre est réservé en partie à la formulation macroscopique des phénomènes physiques qui nous intéressent , en fonction de la constante diélectrique du matériau qui devient une grandeur tensorielle en présence d'un champ magnétique extérieur.

Les expressions microscopiques des éléments de ce tenseur sont obtenues à partir d'un traitement classique tenant compte du caractère polaire de ces matériaux et de l'anisotropie de la masse effective.

Les techniques expérimentales utilisées pour faire les mesures sont décrites dans le troisième chapitre. Pour la réflectivité et la magnétoréflectivité un dispositif de type conventionnel a été suffisant, tandis que dans le cas de l'absorption cyclotron par suite de l'absorption élevée dans les échantillons fortement dopés, nous avons dû recourir à une technique relativement récente, celle du "strip-line".

Les mesures effectuées et les résultats brut obtenus sont exposés au début du chapitre 4, en même temps que sont signalées les difficultés et les limitations du point de vue expérimental. Les méthodes d'analyse de ces résultats sont ensuite présentées. Une première approche consiste à analyser globalement les spectres de réflectivité en considérant un temps de relaxation constant sur toute la longueur du spectre. La méthode permet de déterminer la masse effective des porteurs, elle fournit en outre un temps de relaxation "optique" inférieur de deux ordres de grandeur au temps de relaxation en "courant continu".

Une deuxième méthode complémentaire a consisté à analyser le voisinage immédiat de chaque minimum de reflectivité en utilisant la valeur de la masse effective déterminée précédemment. Cela met en évidence une variation du temps de relaxation optique en fonction de la fréquence dans la région des minima.

Les deux derniers chapitres font l'objet d'une interprétation théorique des résultats précédents.

Le chapitre 5 portant exclusivement sur la masse effective, analyse les résultats en termes de structure de bandes en les comparant aux différents modèles proposés actuellement pour ces sels de plomb.

Le chapitre 6 enfin examine les différents mécanismes de relaxation susceptibles d'intervenir et propose une explication théorique du comportement du temps de relaxation des porteurs libres, aux fréquences optiques.

CHAPITRE I

PROPRIETES GENERALES DES SELS DE PLOMB

Les semiconducteurs étudiés - PbSe et $Pb_{1-x}Sn_xSe$ - font partie des composés IV-VI. Les paramètres qui les caractérisent leur donnent des propriétés peu usuelles par rapport aux autres semiconducteurs.

1. Réseau cristallin

Les composés IV-VI possèdent la structure cristalline de NaCℓ c'est-à-dire deux réseaux cubiques à faces centrées, décalés l'un par rapport à l'autre de ($a/_2$, $a/_2$, $a/_2$) a étant le paramètre du réseau. La structure cristalline est donnée schématiquement figure 1, le paramètre a est la distance entre les ions de plomb ou entre les anions (S, Se, Te) formant le cube unité.

Chaque ion a six plus proches voisins de l'espèce opposée, donnant un nombre de coordination égal à six.

2. Zone de Brillouin et symétrie

La première zone de Brillouin de ces corps est représentée figure 2. Ces corps possèdent un centre d'inversion spatiale ; jointe aux propriétés de symétrie par renversement du temps de l'hamiltonien, cette propriété entraîne que tous les états sont dégénérés deux fois dans toute la zone de Brillouin.

3. Ionicité

Le fait d'avoir un nombre de coordination égal à six dans les sels de plomb donne une idée de leur degré élevé d'ionicitédans leur liaison interatomique. Une information supplémentaire est obtenue à partir du calcul de la constante α de couplage électron-polaron obtenue pour PbS, PbSe, PbTe (1) ; les valeurs de α à 77 K sont les suivantes : pour PbS α = 0,33, pour PbSe α = 0,23, pour PbTe α = 0,16.Ces valeurs

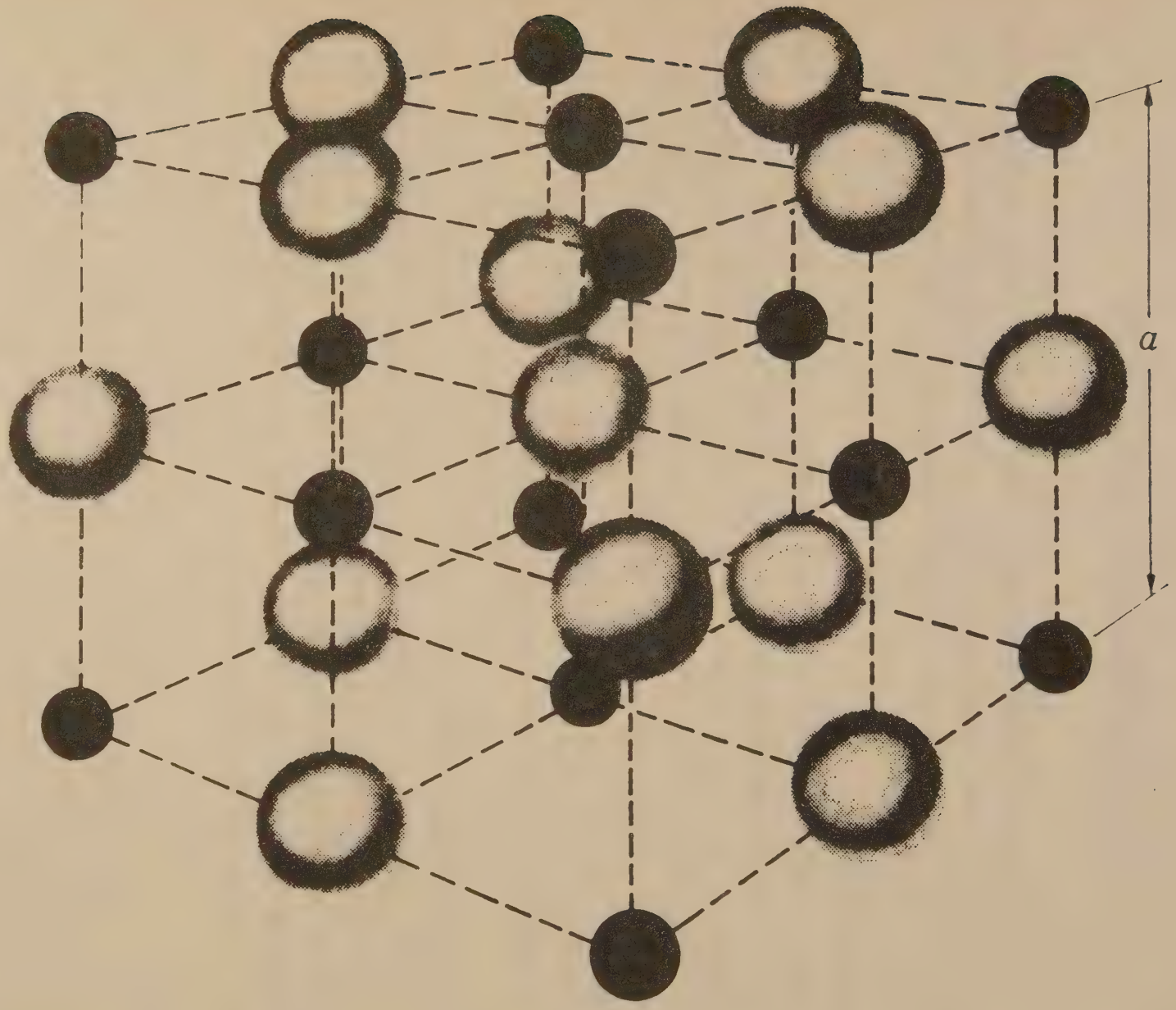


Fig 1 : Structure cristalline de NaCl dont la constante cristalline est a.

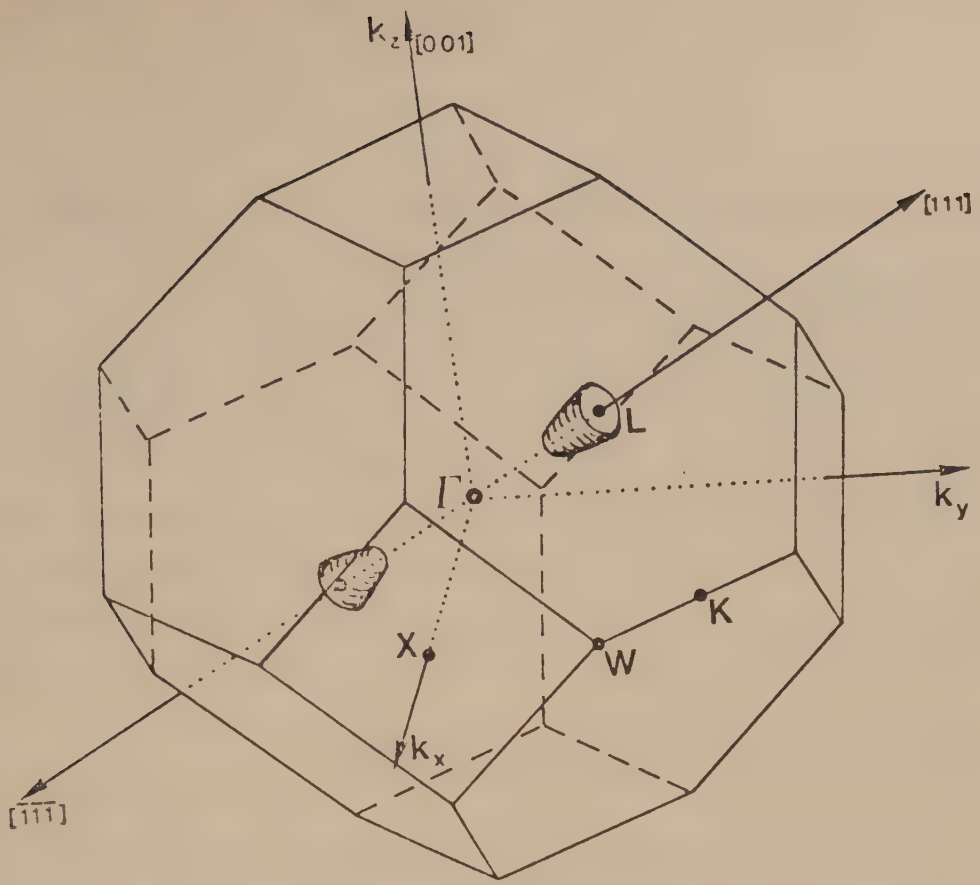


Fig 2 : Première zone de Brillouin de PbSe.
On montre une surface d'énergie constante dans la direction $\langle 111 \rangle$.

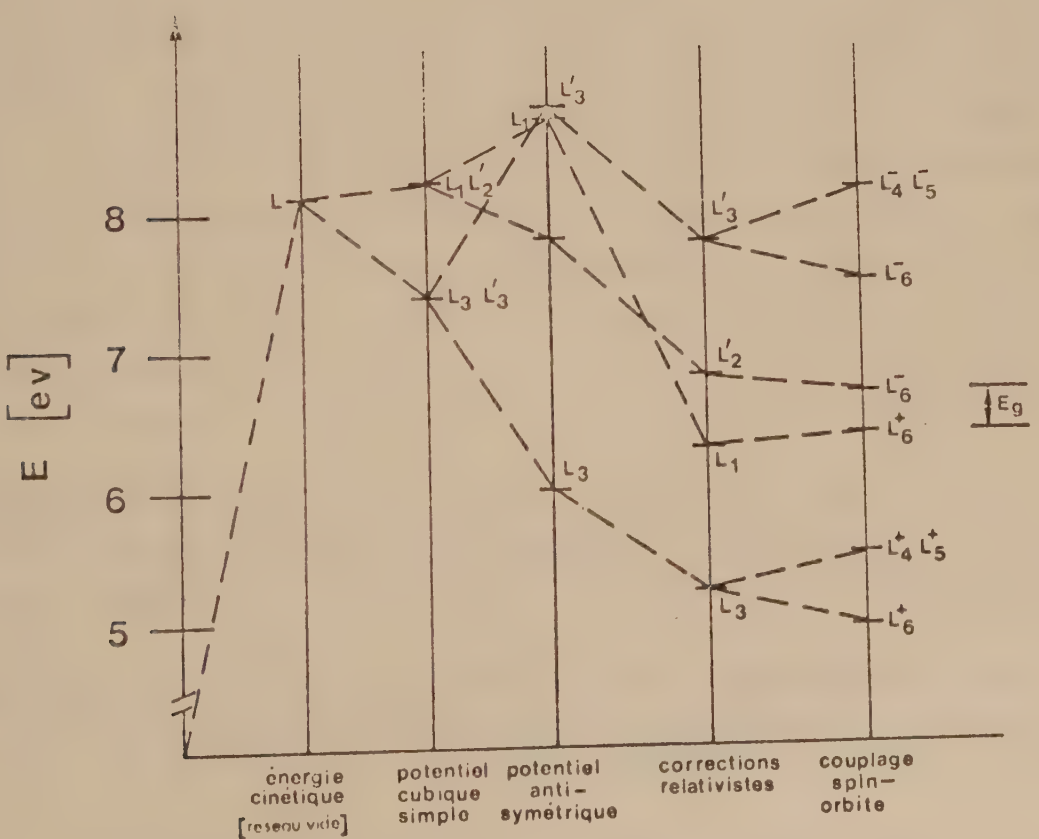


Fig 3 : Stucture de bandes de PbTe au point (111) calculée par la méthode APW [14] .

sont grandes comparées à celles obtenues pour les composés III-V.

Le caractère ionique des sels de plomb est lié à leur structure cristalline NaCℓ et à la grande valeur numérique de la constante dielectrique statique $\varepsilon_o - \varepsilon_o$ est de l'ordre de 450 pour PbTe, 280 pour PbSe et de 190 pour PbS (2).

Nous essaierons de faire ressortir ce caractère par nos mesures de réflectivité et de magnétoréflectivité sur les échantillons de PbSe et de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ et de montrer comment il se traduit dans le couplage des électrons libres avec les phonons optiques longitudinaux.

4. Bande interdite et structure de bandes.

L'énergie de la bande interdite des sels de plomb est faible et directe au point L (111) de la zone de Brillouin. Ces deux points expliquent pourquoi la structure de bandes pour les énergies voisines de Eg est fortement non parabolique, les masses effectives faibles, les mobilités grandes. L'énergie de la bande interdite se trouvant en dehors du point Γ, les masses effectives sont anisotropes. Les surfaces d'énergie constante sont constituées par huit demi-ellipsoïdes. L'effet de Haas Van Alphen (3) et la résonance cyclotron Azbel-Kaner (4) confirment l'existence des quatre ellipsoïdes de révolution. Les valeurs de l'énergie de la bande interdite des sels de plomb ont été obtenues par des mesures optiques en particulier des mesures de magneto-absorption interbandes(5). L'action de la pression sur PbSe ou l'addition de SnSe à PbSe décroît l'énergie de la bande interdite de ces cristaux ; Eg passe par la valeur zéro, et les bandes de valence et de conduction s'inversent (6,7) - fig.4.

La non parabolicité des bandes est mise en évidence par la forte variation de la masse effective en fonction du nombre de porteurs quand celui-ci est supérieur à 10^{18} cm^{-3} (8,9). Les structures de bandes pour les sels de plomb ont été calculées par différents auteurs - figures 5 et 6-. Pratt et coauteurs (10,11) ont mis l'accent sur les termes relativistes et ont utilisé un calcul APW pour la structure de bandes de PbTe

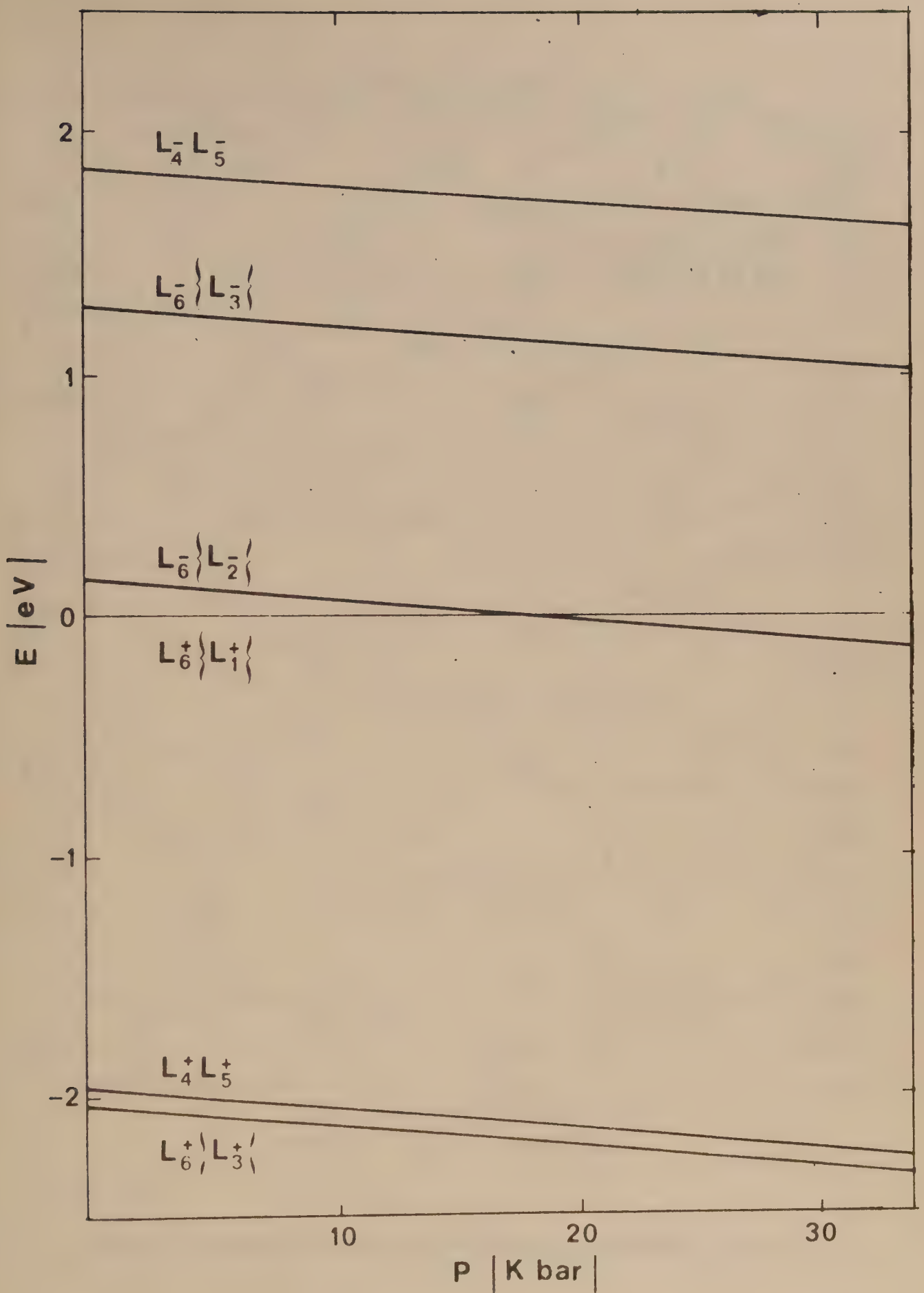


Fig 4 : Variation des énergies des six bandes au point L pour PbSe en fonction de la pression Hydrostatique. [6].

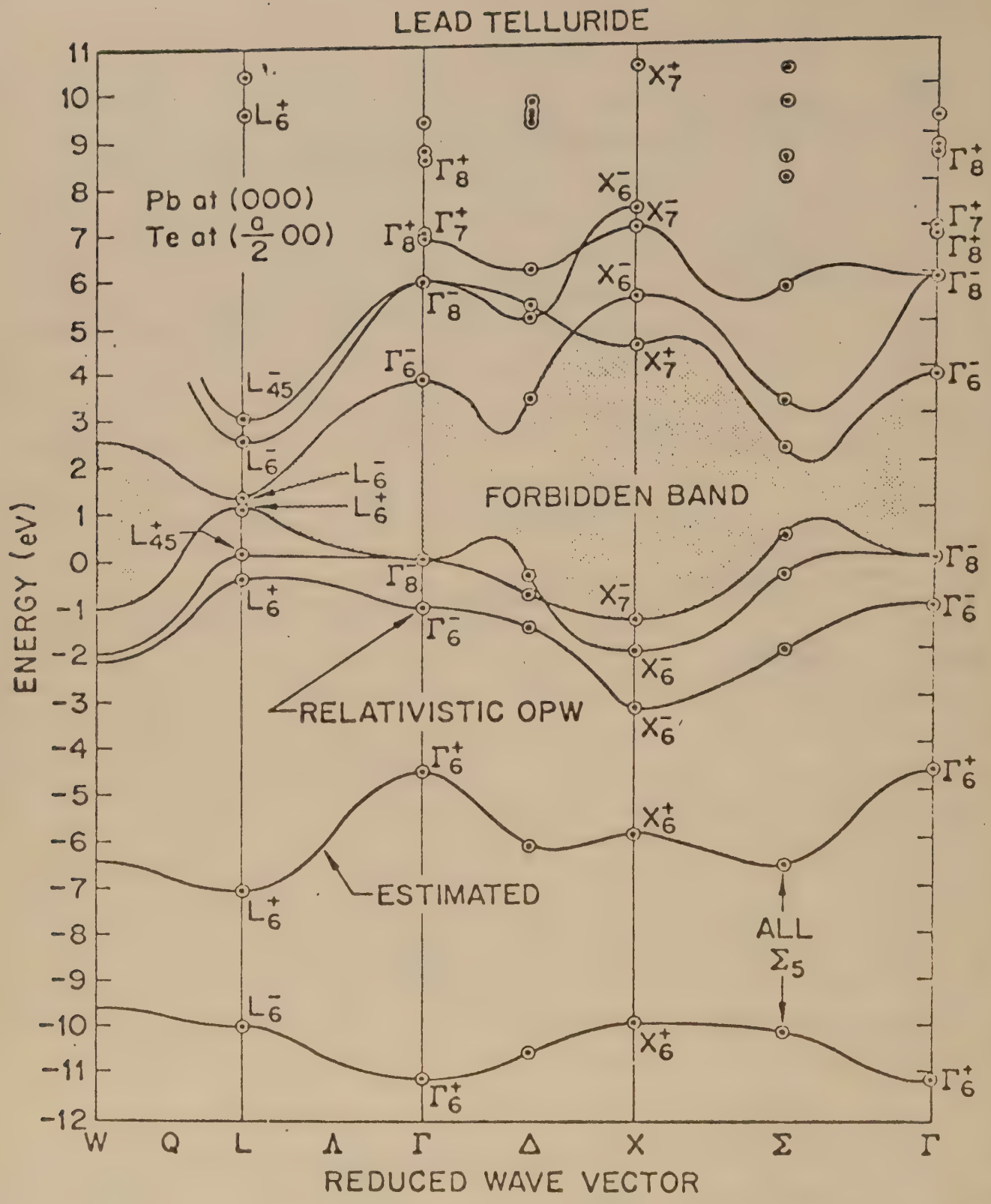


Fig 5 : Structure de bande PbTe calculée par la méthode APW [14].

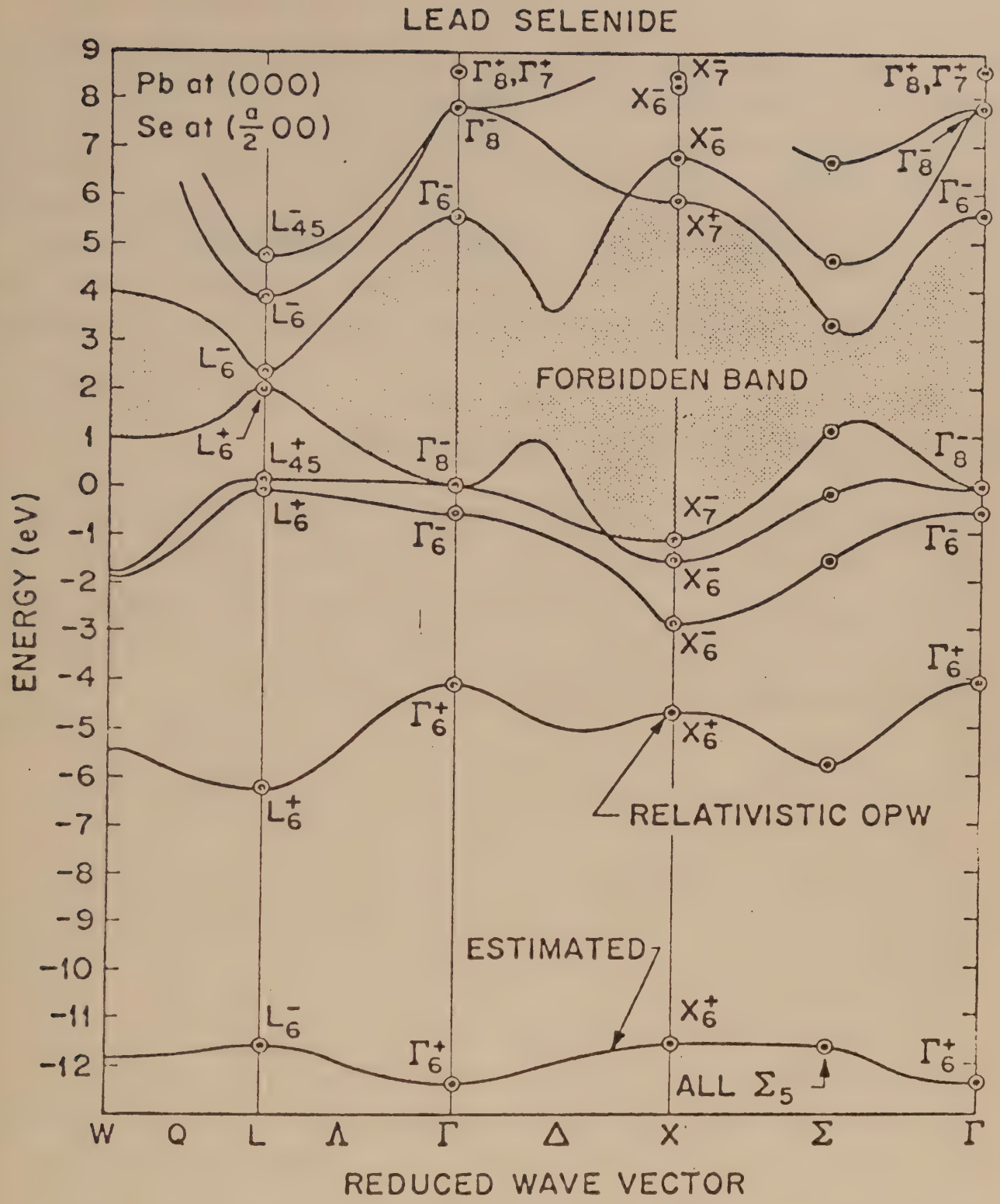


Fig 6 : Structure de bande PbSe calculée par la méthode APW [14].

le calcul tient compte des effets relativistes (comprenant le couplage spin-orbite) à l'aide de la théorie des perturbations. L'effet des corrections relativistes est surtout d'inverser dans les sels de plomb, les niveaux L_1 et L_2 - figure 3 -. Quand on tient compte de l'intéraction spin-orbite, ces niveaux deviennent les niveaux L_6^+ de la bande de valence et L_6^- de la bande de conduction. D'autres méthodes ont été utilisées pour le calcul de la structure de bandes des sels de plomb : citons la méthode EPM (méthode pseudopotentielle empirique) (12,13) et la méthode OPW (14).

5. Effet de la température sur les sels de plomb

Les coefficients de température de l'énergie de la bande interdite Eg pour ces corps sont positifs et de l'ordre + 4,5 x 10^{-4} eV/K.

La masse effective des porteurs libres décroît également avec la température. Ce dernier point sera discuté dans le chapitre portant sur l'étude de la masse effective de PbSe et PbSn - Se.

CHAPITRE 2

ETUDE THEORIQUE DES EFFETS MAGNETO-OPTIQUES

I. INTRODUCTION

Les effets magnéto-optiques dans les semiconducteurs constituent un important moyen d'investigation de la structure de bande de ces matériaux. Ces phénomènes comprennent des effets interbandes qui sont associés à des transitions bande de valence-bande de conduction et les effets intrabande associés à des transitions à l'intérieur d'une même bande.

Ce travail se limite à des transitions intrabandes observées au moyens des phénomènes suivants

- réflecitivité avec et sans champ magnétique dans l'infrarouge moyen
- absorption cyclotron dans l'infrarouge lointain.

Dans le présent chapitre nous examinerons dans une première partie la formulation macroscopique des phénomènes ci-dessus telle qu'elle dérive des équations de Maxwell en termes d'une constante dielectrique, tensorielle dans le cas d'un champ magnétique appliqué. La deuxième partie est réservée à une formulation microscopique des phénomènes optiques en question, tenant compte des différentes transitions concernées et basée sur le simple modèle classique de Drude Zener pour la magnétoréflectivité, mais nécessitant un modèle quantique de manière à tenir compte du spin.

II. FORMULATION MACROSCOPIQUE

Choix des Unités

Nous conviendrons d'exprimer les grandeurs électriques $\vec{E}$ et $\vec{J}$ dans le système u.e.s. et les grandeurs magnétiques $\vec{B}$ et $\vec{H}$ dans le système u.e.m. . L'avantage d'un tel choix est de conduire aux valeurs

$\varepsilon_o = \mu_o = 1$ dans le vide. Par ailleurs la charge de l'électron sera prise égale à - e.

A. Constante dielectrique en présence du champ magnétique $\vec{H}$

1) Equations de Maxwell

L'intéraction champ du rayonnement - matière s'exprime macroscopiquement par les équations de Maxwell. Dans un milieu isotrope et non magnétique, ces équations s'écrivent :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad (2.1)$$

$$\text{rot } H = \frac{4\Pi \vec{J}}{c} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (2.2)$$

dont la solution générale peut être représentée par des ondes planes complexes de la forme

$$\vec{E}(\omega) = \vec{E}_o(\omega) \exp(i(\vec{q}.\vec{r} - \omega t)) \qquad (2.3)$$

La réponse du système se traduit en considérant une constante dielectrique complexe ε_c, ou une conductivité complexe σ_c, dont il convient de rappeler la signification.
Soient ε et σ la constante dielectrique et la conductivité usuelles du système. Elles sont liées au déplacement $\vec{D}$ et à la densité de courant $\vec{J}$ par $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ et $\vec{J} = \sigma\vec{E}$. En tenant compte de (2.3), l'équation (2.2) s'écrit :

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{1}{c}\left(\varepsilon + \frac{4\Pi i}{\omega}\sigma\right)\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Par analogie avec les dielectriques parfaits où $\text{rot } \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ on définit une constante dielectrique complexe ε_c donnée par

$$\varepsilon_c = \varepsilon + \frac{4\Pi i}{\omega}\sigma \qquad (2.4)$$

dont la partie réelle correspond au déplacement et la partie imaginaire

à la conduction.
De même, l'équation (2.2) fait apparaître une densité totale de courant

$$\vec{J}_t = \vec{J} + \frac{1}{4\Pi} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (2.5)$$

où $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ est la densité de courant de conduction, et $\frac{1}{4\Pi} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ la densité de courant de déplacement. De ce dernier terme, si l'on ne s'interesse qu'à la polarisabilité du solide, il convient de soustraire la contribution du vide, soit $\frac{1}{4\Pi} \frac{\partial E}{\partial t}$. On définit ainsi une conductivité complexe

$$\sigma_c = \sigma + i\,(1-\varepsilon)\,\frac{\omega}{4\Pi} \qquad (2.6)$$

Les équations (3.4) et (3.6) fournissent la relation entre ε_c et σ_c :

$$\varepsilon_c = 1 + \frac{4\Pi i}{\omega} \sigma_c \qquad (2.7)$$

Dans tout ce qui suit, nous ne parlerons que de la constante dielectrique complexe , et la conductivité complexe que nous désignerons respectivement par ε et σ , omettant l'indice c pour ne pas surcharger l'écriture.
Les équations de Maxwell peuvent donc s'écrire :

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$$

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

En éliminant H entre les deux équations, en tenant compte de (2.3), on obtient l'équation d'onde :

$$-\vec{q}\,(\vec{E}_o\,\vec{q}) + q^2 \vec{E}_o = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E}_o \qquad (2.8)$$

dont les solutions fournissent les relations entre le vecteur de propagation $\vec{q}$ et la constante dielectrique du milieu. Avant de résoudre l'équation (2.8) nous allons examiner l'influence macroscopique du champ magnétique sur la constante dielectrique.

2) Constante dielectrique en présence du champ magnétique $\vec{H}$

En présence du champ magnétique, la constante dielectrique ε n'est plus un scalaire, mais un tenseur $\overleftrightarrow{\varepsilon}$. Il en est de même pour la conductivité.

On peut écrire

$$\vec{J}_i = \sigma_{ij} \vec{E}_j$$

où i et j sont les directions x,y,z en sous-entendant une sommation sur les indices répétés. On pourra passer de $\overleftrightarrow{\delta}$ à $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ au moyen de la relation (2.7)

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{4\Pi i}{\omega} \sigma_{ij} \qquad (2.9)$$

où δ est le symbole de Kronecker.

Dans le cas d'un réseau cubique, si le champ magnétique $\vec{H}$ est parallèle à Oz, $\overleftrightarrow{\sigma}$ se présente sous la forme :

$$\overleftrightarrow{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & 0 \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \qquad (2.10)$$

On peut montrer cela de la manière suivante : dans le cas d'une symétrie cubique, la densité de courant doit être invariante dans une rotation $\Pi/2$, Π, $3\Pi/2$ autour de Oz. Soit R la matrice décrivant une telle rotation :

$$R(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

L'appliquation de R à $\vec{E}$ et $\vec{J}$ donne successivement

$$\vec{E}' = R\,\vec{E}\ , \qquad \vec{J}' = R\vec{J} \text{ et comme } \vec{J}' = \overleftrightarrow{\sigma}'\,\vec{E}',$$

$$R\vec{J} = \overleftrightarrow{\sigma}'\,R\vec{E}$$

Multiplions par R^{-1}, tel que $R^{-1}R = 1$; il vient : $\vec{J} = R^{-1}\,\overleftrightarrow{\sigma}'\,R\,\vec{E}$.

En comparant à $\vec{J} = \overleftrightarrow{\sigma}\vec{E}$, on obtient :

$$\overleftrightarrow{\sigma} = R^{-1}\,\overleftrightarrow{\sigma}'\,R \qquad (2.11)$$

En réalisant les opérations indiquées en (2.11) pour les trois rotations ci-dessus, et en identifiant à chaque fois les éléments de matrice de $\overleftrightarrow{\sigma}$ et $R^{-1}\overleftrightarrow{\sigma}'\,R$, on montre que $\overleftrightarrow{\sigma}$ se met bien sous la forme (2.10).

La forme du tenseur $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ étant précisée, nous pouvons résoudre l'équation d'onde (2.8) pour les sens de propagation les plus usuels : $\vec{q}\,//\,\vec{H}$ et $\vec{q} \perp \vec{H}$, et donner une expression des phénomènes physiques.

B. Expression macroscopique des phénomènes physiques

1. Résolution de l'équation d'onde

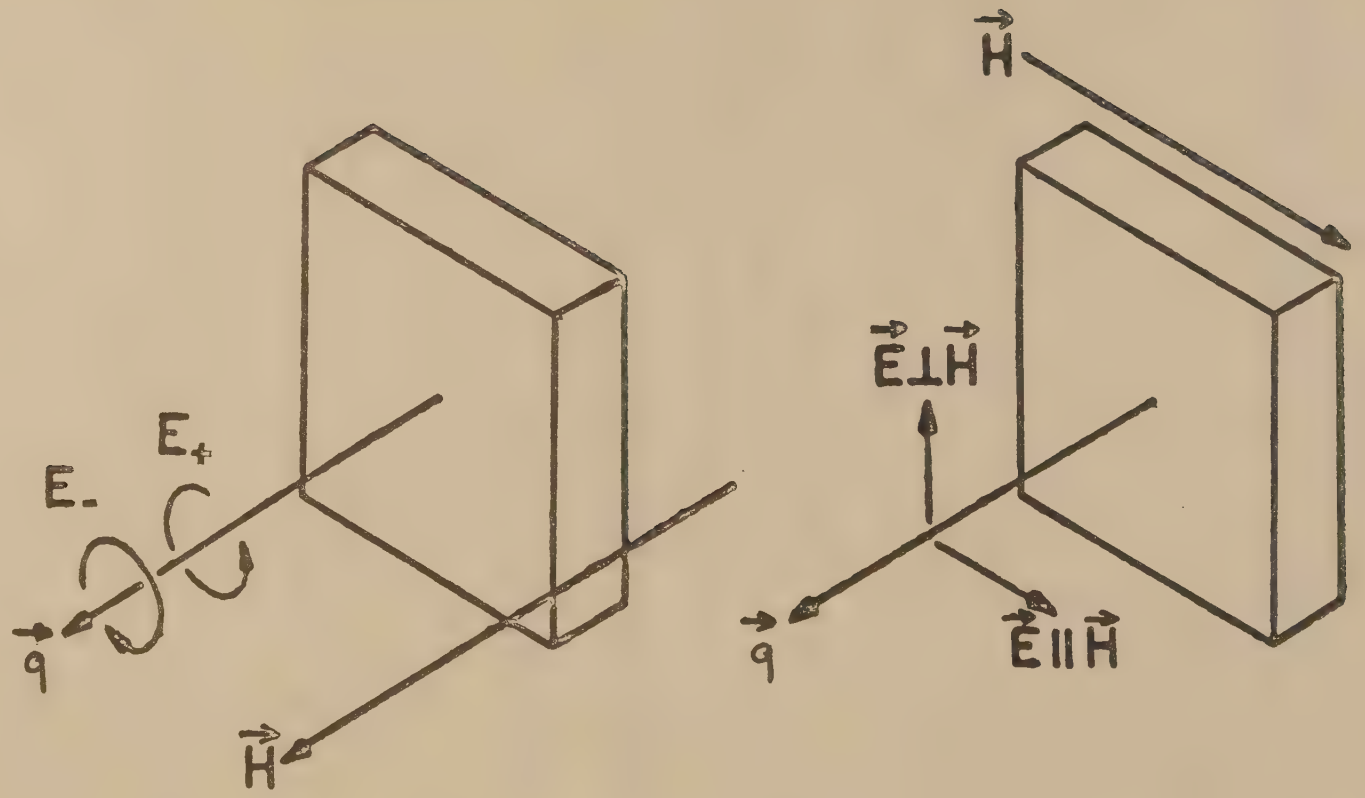
a) Propagation longitudinale : Configuration Faraday ($\vec{q}//\vec{H}$)

Dans ce cas, le vecteur $\vec{q}$ est parallèle au champ magnétique $\vec{H}$-figure 7-. Si l'axe Oz est pris parallèlement à $\vec{H}$, l'équation (3.8) fournit :

$$q^2\,Ex = \frac{\omega^2}{c^2}\,(\varepsilon_{xx}\,E_x + \varepsilon_{xy}\,E_y) \qquad (2.12)$$

$$q^2\,Ey = \frac{\omega^2}{c^2}\,(-\varepsilon_{xy}\,E_x + \varepsilon_{xx}\,Ey) \qquad (2.13)$$

en utilisant les propiétés $\varepsilon_{yx} = -\varepsilon_{xy}$ et $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{xx}$. En multipliant l'équation (2.12) par $\pm$ i et en ajoutant membre à membre, on obtient :



Configuration FARADAY

Configuration VOÏGT

Fig 7 :

$$q^2 \vec{E}_{\pm} = \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon_{\mp} \vec{E}_{\pm} \qquad (2.14)$$

ce qui fait apparaître les radiations circulaire droite (C.D.) et circulaire gauche (C.G.) données par $\vec{E}_{\pm} = \vec{E}_x \pm i \vec{E}y$, et définit les constantes dielectriques correspondantes $\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$. Il faut préciser que la radiation circulaire droite est celle qui paraît tourner dans le sens des aiguilles d'une montre pour un observateur regardant dans la direction + z, et pour laquelle on a : $E_y = i E_x$. Ainsi la propagation longitudinale est caractérisée par les valeurs de q données par

$$q_{\pm}^2 = \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon_{\pm} \qquad (2.15)$$

b) Propagation transverse : Configuration Voigt. ($\vec{q} \perp \vec{H}$).
Dans ce cas le vecteur $\vec{q}$ est dans le plan x-y, puisqu'il est perpendiculaire à $\vec{H}$ et que $\vec{H}$ est toujours pris suivant l'axe Oz. Comme $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$, la constante dielectrique est isotrope dans le plan x-y, et on peut prendre $\vec{q}$ suivant l'axe y par exemple, sans perte de généralité.

L'équation (2.8) donne :

$$q^2 E_x = \frac{\omega^2}{C^2} (\varepsilon_{xx} E_x + \varepsilon_{xy} E_y) \qquad (2.16)$$

$$- q^2 E_y + q^2 E_y = 0 = \frac{\omega^2}{C^2} (-\varepsilon_{xy} E_x + \varepsilon_{xx} E_y) \qquad (2.17)$$

$$q^2 E_z = \frac{\omega^2}{C^2} \varepsilon_{zz} E_z \qquad (2.18)$$

On peut noter que dans ce cas, par suite de la polarisation du milieu, il apparaît une composante du champ électrique le long de la direction de propagation, donnée par

$$E_y = \frac{\varepsilon_{xy}}{\varepsilon_{xx}} E_x \qquad (2.19)$$

Il convient de distinguer deux cas suivant que $\vec{E}$ est perpendiculaire ou parallèle à $\vec{H}$.

Dans le premier cas $E_z = 0$; en substituant (2.19) dans (2.16) on obtient :

$$q_{\perp}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}}\right) \qquad (2.20)$$

et dans le deuxième cas, l'équation (2.18) donne

$$q_{//}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{zz} \qquad (2.21)$$

Les expressions (2.20) et (2.21) caractérisent la propagation transverse

2. Expression des phénomènes physiques

a) Reflectivité et Magnétoréflectivité

D'une manière générale la réflectivité en l'absence du champ magnétique $\vec{H}$ s'écrit :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}$$

n et k sont l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction caractéristiques du milieu.

En présence du champ magnétique $\vec{H}$, on obtient :

$$R_{\pm} = \frac{(n_{\pm} - 1)^2 + k_{\pm}^2}{(n_{\pm} + 1)^2 + k_{\pm}^2} \qquad (2.22)$$

dans la configuration Faraday avec $(n_{\pm} - ik_{\pm})^2 \varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$

$$\text{et } R_{//,\perp} = \frac{(n_{//,\perp} - 1)^2 + k_{//,\perp}^2}{(n_{//,\perp} + 1)^2 + k_{//,\perp}^2} \qquad (2.23)$$

dans la configuration Voigt avec $(n - ik)^2 = \varepsilon_\perp = \varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}}$

et $(n_{//} - ik_{//})^2 = \varepsilon_{//} = \varepsilon_{zz}$

b) absorption cyclotron

Le coefficient d'extinction k est lié au coefficient d'absorption α, défini à partir de l'atténuation de l'intensité lumineuse à travers le système, $I = I_o \exp(-\alpha z)$, par la relation

$$\alpha = \frac{2\omega}{C} k. \qquad (2.24)$$

Dans la configuration Faradayles coefficients d'absorption correspondant aux vibrations C.D. et C.G sont donc :

$$\alpha_{\pm} = \frac{2\omega}{C} k_{\pm} = - \frac{\omega}{Cn_{\pm}} \varepsilon_{\pm}^I \qquad (2.25)$$

où $\varepsilon_{\pm}^I$ est la partie imaginaire de $\varepsilon_{\pm}$

Dans la configuration Voigt on obtient les expression

$$\alpha_\perp = - \frac{\omega}{Cn_\perp} \operatorname{Im} \left(\varepsilon_{xx} + \frac{\varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}}\right) \quad \text{pour } \vec{E} \perp \vec{H}$$

$$\text{et } \alpha_{//} = - \frac{\omega}{Cn_{//}} \operatorname{Im} (\varepsilon_{zz}) \text{ pour } \vec{E} // \vec{H} \qquad (2.26)$$

Dans le cas où le milieu transmet un signal on a :

$$T + A + R = 1$$

T,A, et R sont la transmission, l'absorption et la réflexion du milieu. S'il n'y a pas de transmission T = 0 et A + R = 1 de sorte que

$$A = 1-R = 1 - \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \qquad A = \frac{4n}{(n+1)^2+k^2} \qquad (2.26a)$$

Si on introduit l'indice de réfraction complexe donné par $\mathcal{N} = n-ik$, on a aussi

$$A = \frac{4 \mathrm{Re}\, \mathcal{N}}{|1+\mathcal{N}|^2} \qquad (2.26b)$$

III. FORMULATION MICROSCOPIQUE

Un traitement semi-classique du type Drude Zener suffit pour rendre compte des effets magnéto-optiques dûs aux porteurs libres, du moins pour la réflectivité et la magnétoréflectivité.

A. Semiconducteurs polaires isotropes

Dans un semiconducteur polaire dopé, qui est formé d'un réseau d'ions positifs et négatifs avec un plasma d'électrons libres, il se produit un couplage entre les vibrations optiques du réseau et les oscillations de plasma. Le couplage se fait à travers le champ électrique macroscopique produit par le déplacement à partir de la position d'équilibre soit des ions, soit des porteurs libres.
Les modes normaux du système sont des modes couplés plasmons-phonons optiques.

Le mode de mélange devient significatif quand la fréquence de plasma ω_p est comparable à la fréquence ω_{LO} du phonon.

L'effet d'un champ magnétique sur les vibrations de réseau est négligeable à cause de la grande masse des ions. Les porteurs libres sont plus légers et les modes normaux du système phonons optiques-magnétoplasma vont dépendre du champ magnétique.

Dans un semiconducteur polaire, trois composantes contribuent à la réponse optique dans les grandes longueurs d'onde : les ions du réseau, les électrons libres constituant le plasma et les transitions interbandes des électrons.

Les modes optiques du système peuvent être décrits par les équations classiques du mouvement pour les ions et pour les électrons, combinées avec les équations de l'électrodynamique classique.

Dans le cas d'un semiconducteur polaire isotrope en présence d'un champ magnétique $\vec{H}_o$ parallèle à l'axe oz on peut calculer le tenseur dielectrique et les modes de propagation de la manière suivante :

1. Tenseur dielectrique

Le traitement théorique suit celui de Born et Huang (15) avec l'inclusion du magnétoplasma. L'effet direct du champ magnétique sur les ions du réseau est négligeable à cause de leur grande masse. Les équations du mouvement pour les ions du réseau et les électrons de conduction, l'équation donnant la polarisation et les équations de Maxwell s'écrivent : (16)

$$\ddot{\vec{u}} + \omega_{TO}^2 \vec{u} + \Gamma \dot{\vec{u}} = (e^*/M)\vec{E} \qquad (2.27)$$

$$\ddot{\vec{r}} + \omega_C \left(\dot{\vec{r}} \wedge \frac{\vec{H}_o}{H_o}\right) + \gamma \dot{\vec{r}} = -(e/m^*)\vec{E} \qquad (2.28)$$

$$\vec{P} = N_e^* \vec{u} - ne\vec{r} + \chi_\infty \vec{E} \qquad (2.29)$$

$$\vec{rot}\ \vec{E} = -\frac{1}{C}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad (2.30)$$

$$\vec{rot}\ \vec{H} = \frac{4\pi \vec{J}}{C} + \frac{1}{C}\varepsilon_L \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \qquad (2.31)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} \qquad (2.32)$$

où $\vec{u} = \vec{u}_+ - \vec{u}_-$ est le déplacement relatif des ions positifs et négatifs, e^* leur charge effective, M leur masse réduite, $\vec{r}$ le déplacement des électrons, m^* leur masse effective ; ω_{TO} est la fréquence du phonon transverse optique, ω_c la fréquence cyclotron $= \frac{eH_o}{m^*C}$;

Γ et γ sont les constantes d'amortissement pour les ions et les électrons ; N et n sont les densités des ions et des électrons respectivement ; χ_∞ est la susceptibilité dielectrique et ε_L la constante dielectrique du réseau. Pour une onde plane monochromatique de la forme exp $(i(\vec{q}.\vec{r} - \omega t))$ nous obtenons une équation d'onde de la forme :

$$\vec{q} \Lambda \vec{q} \Lambda \vec{E} + \left(\frac{\omega}{C}\right)^2 \varepsilon_L \vec{E} + \frac{4\Pi}{C^2} i\omega \vec{J} = 0 \qquad (2.33)$$

En utilisant le tenseur dielectrique

$$\overleftrightarrow{\varepsilon} = \varepsilon_L \overleftrightarrow{I} + \frac{4\Pi i \overleftrightarrow{\sigma}}{\omega} \qquad (2.34)$$

où $\overleftrightarrow{I}$ est le tenseur unité, l'équation d'onde s'écrit simplement :

$$\vec{q}\Lambda\vec{q}\Lambda\vec{E} + \left(\frac{\omega}{C}\right)^2 \overleftrightarrow{\varepsilon}.\ \vec{E} = 0 \qquad (2.35)$$

On retrouve ainsi la même forme d'équation que (2.8). La combinaison des équations du mouvement (2.27), (2.28) avec l'équation de polarisation (2.29) et l'équation d'onde (2.35) permet de déduire le tenseur dielectrique $\overleftrightarrow{\varepsilon}$.
Tenant compte des termes d'amortissement du réseau Γ et des électrons γ, et partant de l'hypothèse que les polarisabilités du réseau et du plasma sont additives, nous déduisons les composantes de $\overleftrightarrow{\varepsilon}(0,\omega)$ dans l'approximation locale où le vecteur d'onde q tend vers zéro.

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2 + i\omega\Gamma}{\omega^2 - \omega_{TO}^2 + i\omega\Gamma} - \frac{\omega_p^2 (\omega^2 + i\omega\gamma)}{(\omega^2+i\omega\gamma)^2 - \omega^2\omega_C^2} \right] \qquad (2.36)$$

$$\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = \varepsilon_\infty \frac{i\omega_p^2\, \omega\omega_C}{(\omega^2+i\omega\gamma)^2 - \omega^2\omega_C^2}$$

$$\varepsilon_\pm = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2 + i\omega\Gamma}{\omega^2 - \omega_{TO}^2 + i\omega\Gamma} - \frac{\omega_p^2(\omega^2 + i\omega\gamma \pm \omega\omega_C)}{(\omega^2+i\omega\gamma)^2 - \omega^2\omega_C^2} \right] \qquad (2.37)$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2 + i\omega\Gamma}{\omega^2 - \omega_{TO}^2 + i\omega\Gamma} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma} \right]$$

avec $\omega_p^2 = \frac{4\pi ne^2}{m^* \varepsilon_\infty}$ la fréquence de plasma au carré $\varepsilon_\infty = 1 + 4\pi\chi_\infty$ la constante dielectrique haute fréquence. Nous pouvons maintenant considérer l'étude des modes normaux et cela dans trois cas particuliers : $H_o = 0$, configuration de Faraday : $\vec{q} // \vec{H}_o$ et configuration de Voigt $\vec{q} \perp \vec{H}_o$. Afin de simplifier les calculs, nous prendrons des termes d'amortissement nuls : $\Gamma = \gamma = 0$.

2. Modes normaux

a) Champ magnétique nul $H_o = 0$

Le couplage phonons optiques-plasmons à champ magnétique nul a été traité théoriquement par plusieurs auteurs (17-19)

Dans ce cas $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ devient un scalaire ; on obtient :

$$\varepsilon(o) = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right] \qquad (2.38)$$

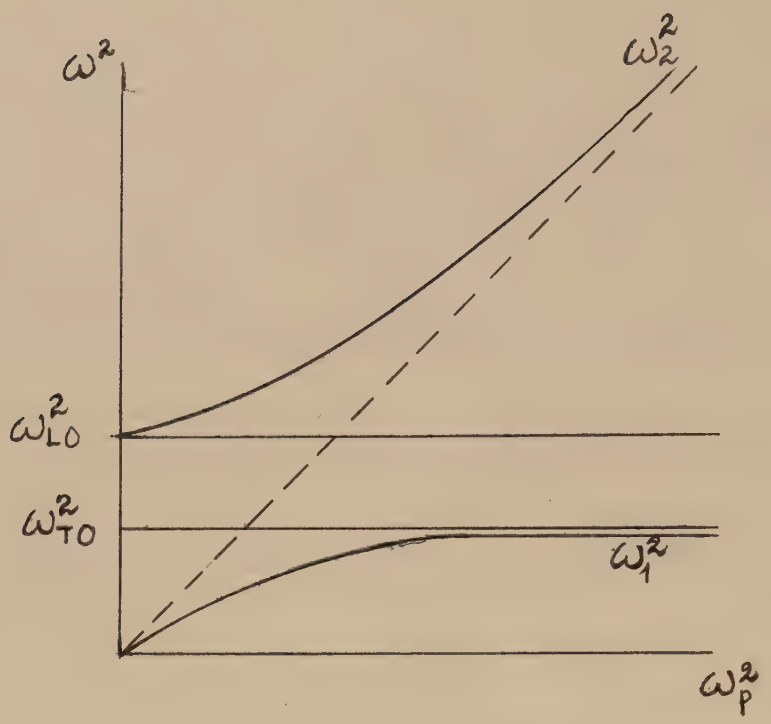
$\varepsilon(o)$ possède une singularité pour $\omega = \omega_{TO}$.

Les fréquence des modes longitudinaux sont donnés par $\varepsilon(o) = 0$ c'est-à-dire les deux racines positives de l'équation :

$$\omega^4 - (\omega_p^2 + \omega_{LO}^2)\omega^2 - \omega_p^2\omega_{TO}^2 = 0 \qquad (2.39)$$

$$\text{soit } 2\omega_{1,2}^2 = \omega_p^2 + \omega_{LO}^2 \pm \left[(\omega_p^2 + \omega_{LO}^2)^2 - 4\omega_p^2\omega_{TO}^2 \right]^{1/2} \qquad (2.40)$$

ce qui est représenté sur la figure.



Rappelons que cette figure donne la fréquence des modes normaux longitudinaux dans la limite des grandes longueurs d'onde $q \simeq 0$.

b. Configuration de Faraday $\vec{q} // \vec{H}_o$

Les fonctions dielectriques pour les radiations circulaires droites (C.D.) et circulaires gauche (C.G.) sont données par :

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2\ (\omega\pm\omega_c)}{\omega(\omega^2-\omega_c^2)} \right] \qquad (2.41)$$

ε_+ a une singularité pour $\omega = \omega_{TO}$ et une pour $\omega = \omega_c$ tandis que ε_- en a seulement une pour $\omega = \omega_{TO}$.

D'autre part : $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right]$ prend la valeur (2.38)

-lorsque $H_o = 0$.-

c. Configuration Voigt $\vec{q} \perp \vec{H}_o$

Les fonctions diélectriques sont respectivement :

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{xy}^2}{\varepsilon_{xx}} = \frac{2\varepsilon + \varepsilon_-}{\varepsilon_+ + \varepsilon_-} \quad \text{pour } \vec{E} \perp \vec{H}_o \qquad (2.42)$$

$$\varepsilon_{//} = \varepsilon_{zz} \qquad \text{pour } \vec{E} // \vec{H}_o$$

Les deux modes décrits par $\varepsilon_\perp$ et $\varepsilon_{//}$ sont appelés mode extraordinaire et mode ordinaire.
$\varepsilon_\perp$ possède trois singularités : une pour $\omega = \omega_{TO}$ et deux autres qui sont les racines positives de l'équation

$$\omega^4 - (\omega_p^2 + \omega_{LO}^2 + \omega_C^2)\omega^2 + \omega_p^2\omega_{TO}^2 + \omega_{LO}^2\omega_C^2 = 0 \qquad (2.43)$$

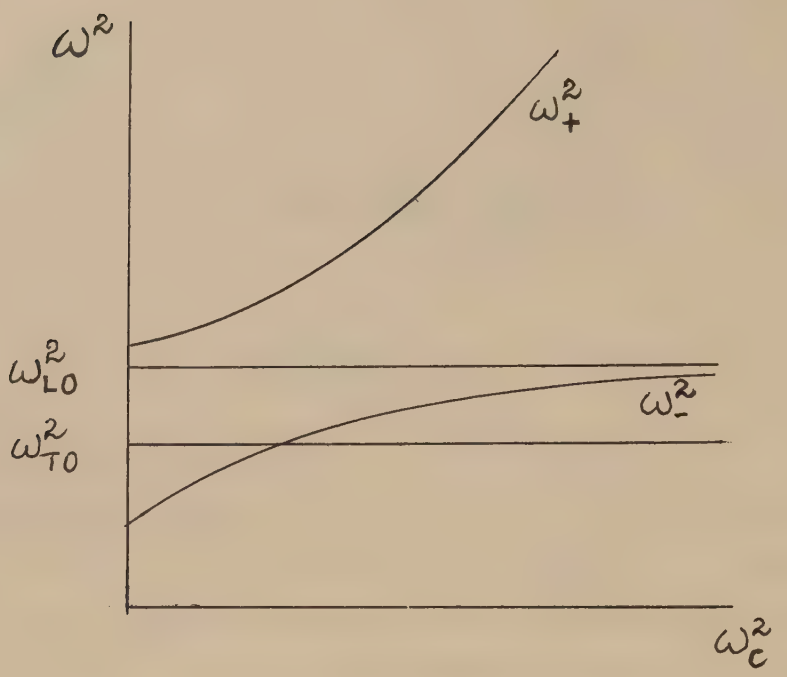
obtenue à partir de

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_\infty\left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_C^2}\right] = 0 \qquad (2.44)$$

Les deux racines s'écrivent

$$2\omega_{\pm}^2 = \omega_p^2 + \omega_C^2 + \omega_{LO}^2 \pm \left[(\omega_p^2 + \omega_C^2 + \omega_{LO}^2)^2 - 4\,(\omega_p^2\omega_{TO}^2 + \omega_C^2\omega_{LO}^2)\right]^{1/2}$$

Nous avons porté les solutions ω_+ et ω_- sur la figure suivante pour une concentration donnée de porteurs, en fonction du carré de la fréquence cyclotron (20).



B. Semiconducteurs polaires anisotropes.

La masse effective de ces semiconducteurs est anisotrope. Les surfaces d'énergie constante des porteurs occupant les extrêma en dehor du centre de la zône de Brillouin, sont en général représentées par des ellipsoïdes de révolution : - figure 8.
Différentes formes d'anisotropie - sphère déformées, systèmes à plusieur vallées, structure de bande du bismuth - ont été analysées d'une manière générale par Lax et Mavroide (21) en liaison avec la résonance cyclotron Dans notre cas particulier, nous nous limiterons aux ellipsoïdes de révolution orientés le long des directions (111).

1. Tenseur de conductivité

Remplaçons dans l'équation (2.28) $\vec{r}$ par $\vec{v}$ et γ par $1/\tau$.

On peut représenter la masse effective par un tenseur de masse $\overleftrightarrow{m}$. Dans le cas d'une onde plane (2.28) s'écrit :

$$(-i\omega + \frac{1}{\tau})\ \overleftrightarrow{m}.\vec{v} = e\left[\vec{E} + \frac{\vec{v}\Lambda\vec{H}_o}{C}\right] \qquad (2.45)$$

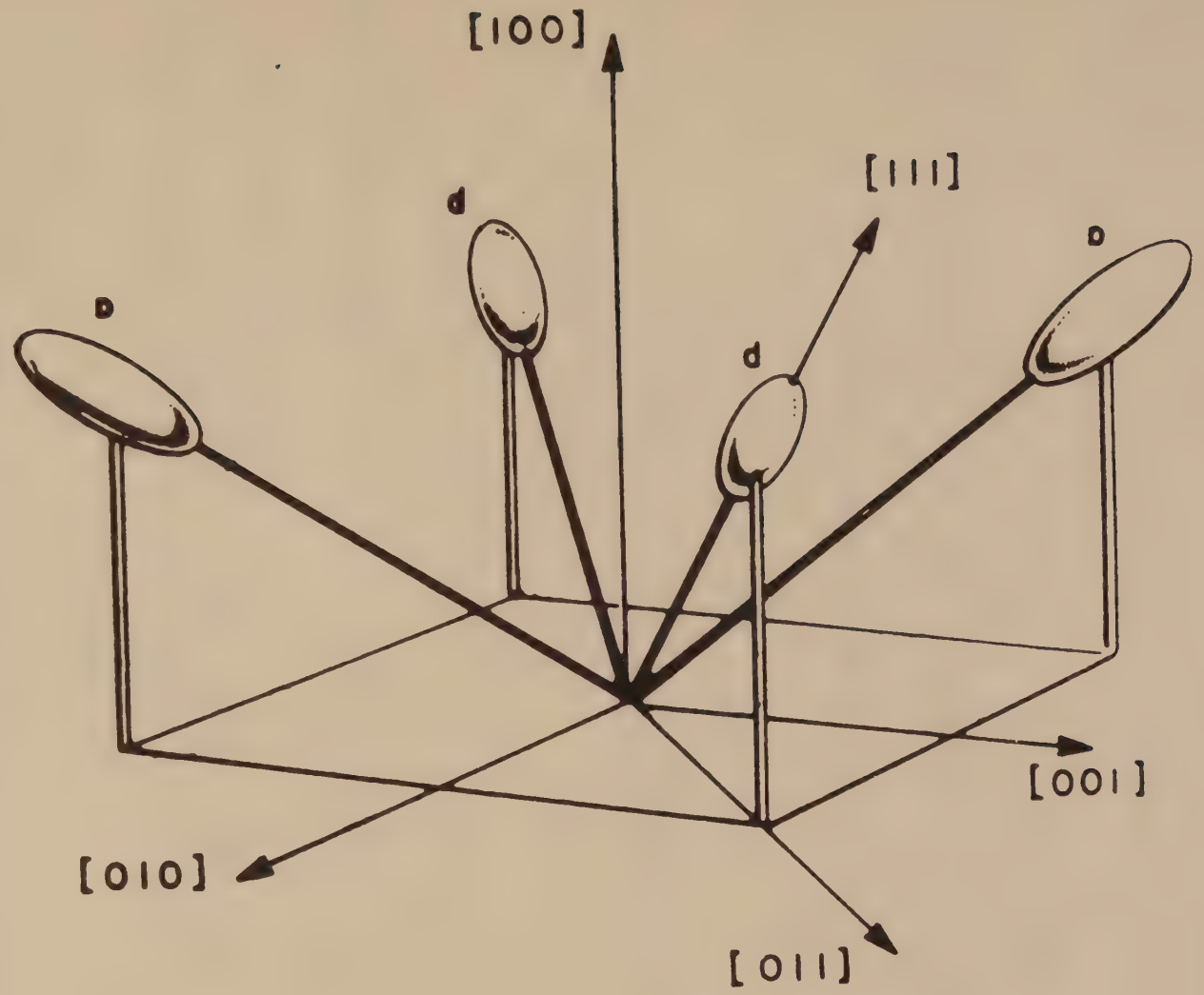


Fig 8 : Surface de Fermi de PbTe.

De cette équation résolue en $\vec{v}$, on peut déduire le tenseur de conductivité à partir de :

$$\vec{J} = \overleftrightarrow{\sigma}\vec{E} = ne\vec{v} \qquad (2.46)$$

On obtient pour $\vec{J}$ (21)

$$\vec{J} = ne^2\tau \frac{\frac{\tau e}{|m|}\vec{E}\Lambda(\overleftrightarrow{m}.\frac{\vec{H}_o}{C}) + \frac{\tau^2 e^2}{C^2|m|(1-i\omega\tau)}\vec{H}_o(\vec{E}.\vec{H}_o) + \overleftrightarrow{m}^{-1}\vec{E}(1-i\omega\tau)}{(1-i\omega\tau)^2 + (\frac{e\tau}{C})^2 (\frac{\vec{H}_o \cdot \overleftrightarrow{m} \cdot \vec{H}_o}{|m|})} \qquad (2.47)$$

où $|m|$ est le déterminant du tenseur de masse $\overleftrightarrow{m}$: $m = m_1 m_2 m_3$. Dans cette relation, la fréquence cyclotron est donnée par

$$\omega_C = \frac{e}{C}\left[\frac{\vec{H}_o.\overleftrightarrow{m}.\vec{H}_o}{m_1 m_2 m_3}\right]^{1/2} \qquad (2.48)$$

on peut remarquer que l'expression (2.47) se simplifie pour un semiconducteur isotrope. On trouve (22)

$$\vec{J} = \frac{ne^2\tau^*}{m^*} \cdot \frac{\left[\vec{E} - (\frac{e\tau^*}{m^*C})\vec{H}_o\Lambda\vec{E} + (\frac{e\tau^*}{m^*C})^2 (\vec{H}_o.\vec{E})\vec{H}_o\right]}{1 + (\omega_C\tau^*)^2} \qquad (2.49)$$

avec $\tau^* = \tau/(1-i\omega\tau)$, ce qui correspond à un tenseur $\overleftrightarrow{\sigma}$ de conductivité dont les composantes s'écrivent :

$$\sigma_{ij} = \frac{ne^2\tau^*}{m^*} \cdot \frac{\delta_{ij} + \omega_C\tau^*\varepsilon_{ijk}H_k/H_o + (\omega_C\tau^*)^2 H_iH_j/H_o^2}{1 + (\omega_C\tau^*)^2} \qquad (2.50)$$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker et ε_{ijk} le tenseur antissymétrique unité.

Pour un semiconducteur anisotrope, le calcul du tenseur de conductivité est plus difficile à obtenir à partir de (2.47). Nous devons tenir compte de l'orientation du champ magnétique par rapport aux axes des éllipsoïdes de révolution.

Dans le cas de la symétrie cubique des sels de plomb, les éllipsoïdes sont des sphéroïdes avec $m_1 = m_2 = m_T^*$ et $m_3 = m_L^*$; l'axe principal se trouve le long des directions (111).

Par un changement de coordonnées approprié, si Θ est l'angle que fait $\vec{H}_o$ avec l'axe principal des éllipsoïdes, la fréquence cyclotron ω_C de l'équation (2.48) s'écrit :

$$\omega_C = \frac{eH_o}{m_T^* C} \left[\frac{m_L^* \cos^2\Theta + m_T^* \sin^2\Theta}{m_T^*} \right]^{1/2} \qquad (2.51)$$

Cette relation montre qu'à chaque inclinaison correspond une fréquence cyclotron ω_C et par conséquent à une valeur de la masse effective expérimentale.

2. Tenseur diélectrique

Le tenseur diélectrique est défini par (2.34)

$$\overleftrightarrow{\varepsilon} = \varepsilon_L \vec{I} + \frac{4\pi\, i\overleftrightarrow{\sigma}}{\omega}$$

Nous nous contenterons de charcher les composantes de $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ pour deux orientations de haute symétrie : $\vec{H}_o$// (100) et $\vec{H}_o$// (111). Nous négligerons les termes d'amortissement ; nous utiliserons les notations de Wallace et coauteurs (23) et nous nous limiterons aux composés IV-VI de type n-ce qui est le cas dans nos expériences.

a) $\vec{H}_o$ parallèle à l'axe (100)

Dans cette orientation on montre que l'anisotropie modifie les éléments du tenseur $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ comme suit :

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_C^2} \right]$$

$$\varepsilon_{xy} = - i\varepsilon_\infty \omega_p^2 \frac{\omega_1}{\omega(\omega^2-\omega_C^2)}$$

$$\varepsilon_\pm = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2 (\omega \pm \omega_1)}{\omega(\omega^2-\omega_C^2)} \right] \qquad (2.52)$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2 (\omega^2-\omega_2^2)}{\omega^2(\omega^2-\omega_C^2)} \right] \qquad (2.53)$$

avec $\omega_p^2 = \frac{4\pi ne^2}{m^* \varepsilon_\infty}$ $\qquad$ $m^* = \frac{3m_L^* m_T^*}{2m_L^* + m_T^*}$

où ω_C est déduit de la relation (2.51) en remarquant que $\vec{H}_o$ fait le même angle θ - fig.9 - avec les axes principaux des éllipsoïdes, de sorte que $\cos\theta = \sqrt{\frac{1}{3}}$ et $\sin = \sqrt{\frac{2}{3}}$ soit

$$\omega_C = \frac{eH_o}{C} \left[\frac{m_L^* + 2m_T^*}{3m_L^* m_T^{*2}} \right]^{1/2} \qquad (2.54)$$

et $$\omega_1 = \frac{eH_o}{C} \cdot \frac{2m_T^* + m_L^*}{m_T^* (m_T^* + 2m_L^*)} \qquad (2.55)$$

Fig 9 : Surface de Fermi de PbSe $\vec{H} // \langle 100 \rangle$.

$$\omega_2 = \frac{eH_o}{C} \cdot \left[\frac{3}{m_T^* (m_T^* + 2m_L^*)} \right]^{1/2} \qquad (2.56)$$

Les équations (2.52) et (2.53) laissent apparaître quelques différences avec le cas isotrope.

α) ε_{zz} dépend du champ magnétique et possède une résonance supplémentaire pour $\omega = \omega_C$.

β) Il y a résonance pour les vibrations circulaires gauche et droite décrites par ε_+ et ε_- à cause du terme de fréquence $\omega_1 \neq \omega_C$.

b) $\vec{H}_o$ parallèle à la direction (111) : . Dans cette configuration, les composantes du tenseur dielectrique s'écrivent :

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2} - \frac{\omega_{Po}^2}{\omega} \left\{ \frac{\omega}{\omega^2 - \omega_{C_2}^2} + \frac{1}{12} \frac{(4\alpha_L + 5\alpha_T)\omega}{\omega^2 - \omega_{C_1}^2} \right\} \right]$$

$$\varepsilon_{xy} = -i\varepsilon_\infty \frac{\omega_{Po}^2}{\omega} \left[\frac{\alpha_T}{4} \frac{\omega_{C2}}{\omega^2 - \omega_{C_2}^2} + \frac{1}{12} \frac{(8\alpha_L + \alpha_T)\alpha_T \omega_o}{\omega^2 - \omega_{C_1}^2} \right]$$

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2 - \omega_{Lo}^2}{\omega^2 - \omega_{To}^2} - \omega_{Po}^2 \frac{\alpha_L + 2\alpha_T}{3} \frac{\omega^2 - \omega_3^2}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_{C_1}^2)} \right] \qquad (2.57)$$

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{\infty}\left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_{Po}^2}{\omega}\left\{\frac{1}{4}\frac{\alpha_T}{\omega\pm\omega_{C_2}} + \frac{1}{12}\frac{(4\alpha_L+5\alpha_T)\omega\mp(8\alpha_L+\alpha_T)\alpha_T\omega_o}{\omega^2-\omega_{C_1}^2}\right\}\right]$$

où $\omega_{Po}^2 = \frac{4\Pi ne^2}{m\varepsilon_\infty}$ $\quad \alpha_L = \frac{m}{m_L^*}$, $\alpha_T = \frac{m}{m_T^*}$, $\omega_o = \frac{eH_o}{mC}$ (2.58)

$$\omega_3 = \alpha_L\alpha_T\frac{2\alpha_L+7\alpha_T}{3(\alpha_L+2\alpha_T)}\omega_o^2 \quad , \quad \omega_{C_1} = \frac{eH_o}{m_T^* C} \quad , \quad \omega_{C_2} = \frac{eH_o}{C}\left[\frac{9m_L^* + 8m^*_T}{9m_L^* m_T^{*2}}\right]^{1/2}$$

On peut remarquer que :

α) On a en général deux fréquences cyclotron ω_{C_2} venant des éllipsoïdes parallèles à $\vec{H}_o$ et ω_{C_1} venant des autres éllipsoïdes.

β) La dépendance de ε_{zz} du champ magnétique vient des éllipsoïdes dont les axes ne sont pas parallèles à $\vec{H}_o$; on a une résonance pour $\omega = \omega_{C_1}$.

c) $\vec{H}_o$ est parallèle à la direction (110) - Fig. 10.

Il existe également dans cette configuration deux sortes d'éllipsoïdes et par conséquent deux fréquences cyclotron dont les valeurs sont données par Nii (24) :

$$\omega_{C_1} = \frac{eH_o}{C(m_L^* m^*_T)^{1/2}} \quad \text{et} \quad \omega_{C_2} = \frac{eH_o}{C}\left(\frac{m_T^* + 2m_L^*}{3m_L^* m_T^{*2}}\right)^{1/2}$$

C. Réflectivité et Magnetoréflectivité

Dans tous les calculs qui suivront, nous tiendrons compte du temps de relaxation τ intervenant dans le terme dû aux électrons ; nous négligerons le terme d'amortissement Γ dû aux phonons qui lui, est faible devant celui des électrons

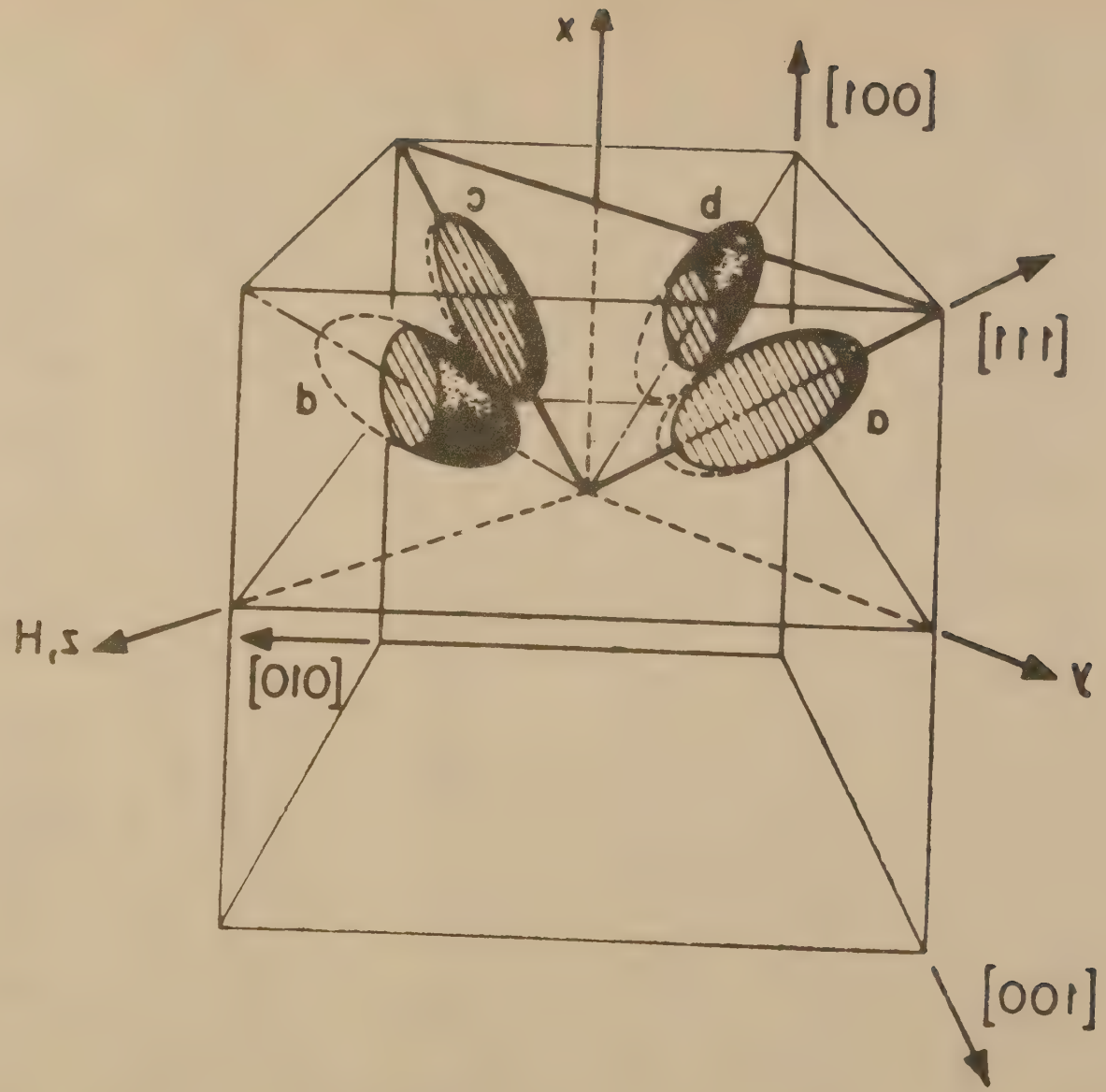


Fig 10 : Surface de Fermi de PbSe $\vec{H}$ dans le plan [100].

$$\frac{1}{\tau} = \gamma >> \Gamma.$$

Pour ce faire, nous remplacerons ω par $\omega + i/\tau$ dans le terme donnant la conductivité électronique.

La réflectivité est donnée dans le cas de l'incidence normale par :

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \qquad \text{ou}$$

$$R = \frac{(\sqrt{\frac{1}{2}}\,(\varepsilon_r + |\varepsilon|)-1)^2 + \frac{1}{2}\left[\varepsilon_i^2 / (\varepsilon_r + |\varepsilon|)\right]}{(\sqrt{\frac{1}{2}}(\varepsilon_r|\varepsilon|) +1)^2 + \frac{1}{2}\left[\varepsilon_i^2 / (\varepsilon_r + |\varepsilon|)\right]} \qquad (2.59)$$

Wallace et coauteurs (23) ont fait une étude théorique complète de la réflectivité en présence d'un champ magnétique pour les deux configurations : Faraday et Voigt, pour les différentes polarisations : circulaires gauche et droite, parallèle et perpendiculaire.

Afin d'alléger les calculs, nous nous occuperons seulement des cas théoriques les plus proches de nos expériences, plus précisement celui où $\vec{H}_o$ est parallèle à l'axe (100).

1. Configuration de Faraday

Reprenons la fonction diélectrique donnée par (2.52)

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_\infty\left[\frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2} - \frac{\omega_P^2\,(\omega \pm \omega_1)}{\omega(\omega^2 - \omega_C^2}\right]$$

et cherchons approximativement le minimum de réflectivité pour ε_+ par exemple. Le réflectivité R garde une valeur presque égale à 1 jusqu'au voisinage de la fréquence plasma ω_P.

En négligeant l'amortissement des électrons, le minimum à lieu pour $\varepsilon_r = \varepsilon_+ \simeq 1$. Puisque $\varepsilon_\infty >> 1$, ce minimum est proche du point où la partie entre crochets de (2.52) est nulle. A partir de (2.52) on peut voir que la fréquence du minimum est la racine la plus grande de l'équation :

$$(\omega^2-\omega_{LO}^2)(\omega^2-\omega_C^2) - \omega_P^2(\omega^2-\omega_{TO}^2)(\omega+\omega_1) = 0$$

Si nous négligeons $\omega_1, \omega_C, \omega_{TO}$ devant ω_p et ω_{LO} dans la région du minimum, on trouve une valeur approximative de la racine :

$$\omega_{min} = \left[\omega_p^2 + \omega_{LO}^2\right]^{1/2}$$

légèrement supérieure à la fréquence ω_p.

Au delà de cette valeur de ω, la propagation est encore possible, la réflectivité augmente tout en restant faible en comparaison avec les valeurs pour les faibles fréquences.

2. Configuration de Voigt

a) $\vec{E}$ // $\vec{H}_o$

La constante diélectrique dans cette configuration n'est autre que celle donnée par (2.53)

$$\varepsilon_{zz} = \varepsilon_\infty\left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2(\omega^2-\omega_2^2)}{\omega^2(\omega^2-\omega_C^2)}\right]$$

L'exemple dans ce cas est illustré sur la figure 11 de Wallace (23). Si nous négligeons l'effet du réseau, pour un champ magnétique de 50 kG, nous voyons apparaitre un minimum au-dessous de ω_{TO}, suivi par la résonance à ω_{TO} ; un nouveau minimum est attendu près de ω_2 suivi d'un accroissement de R associé avec la résonance à ω_C. Négligeant seulement ω_T, nous obtenons pour $\varepsilon_{zz} = 0$ une équation du 4è ordre donnant les valeurs de ω^2 pour les deux minima.

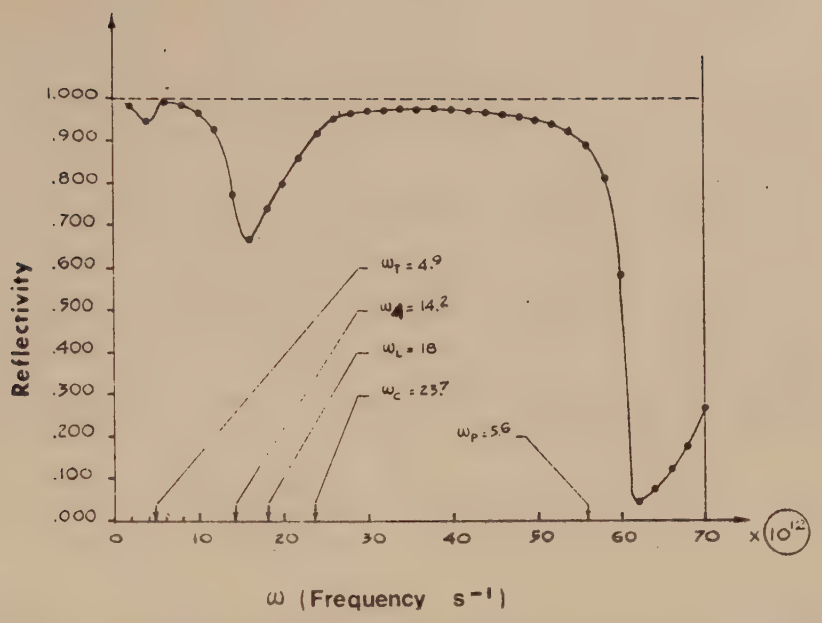


Fig 11 : Courbe calculée de reflectivité dans PbTe dans la configuration de Voigt $\vec{H}_0 // \vec{E}$ [23].

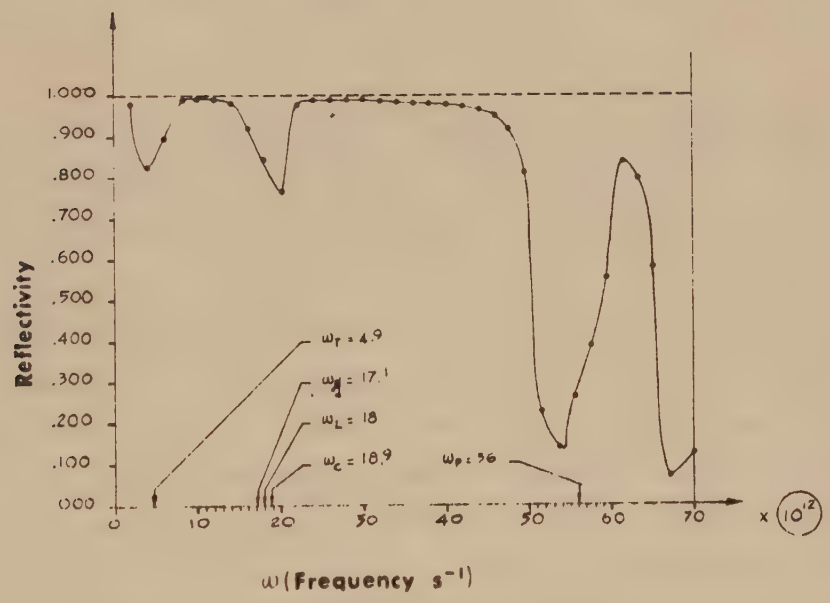


Fig 12 : Courbe calculée de réflectivité dans PbTe dans la configuration de Voigt $\vec{H}_0 \perp \vec{E}$ [23]

$$\omega^4-\omega^2(\omega_P^2 + \omega_{LO}^2 + \omega_C^2) + \omega_p^2\omega_2^2 + \omega_{LO}^2\omega_C^2 = 0 \qquad (2.60)$$

Le coefficient de ω^2 est la somme des racines, puisque l'une est inférieure à ω_C^2, l'autre doit être supérieure à $\omega_p^2 + \omega_{LO}^2$. Une valeur approximative de cette dernière est :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_{LO}^2 + \frac{\omega_p^2\,(\omega_C^2-\omega_2^2)}{\omega_p^2+\omega_{LO}^2}$$

b) $\vec{E} \perp \vec{H}_o$

La constante diélectrique s'écrit : $\varepsilon_\perp = \dfrac{2\varepsilon_+\varepsilon_-}{\varepsilon_+ + \varepsilon_-}$

$\varepsilon_\perp$ a des singularités non seulement aux pôles de ε_+ et ε_- mais également aux zéros de $\varepsilon_1 = (\varepsilon_+ + \varepsilon_-)$; les résonances correspondantes s'intitulent "résonances hybrides". Entre deux résonances successives apparaît une bande de transmission au bord de laquelle se situe le minimum de réflexion. Cet exemple est bien illustré sur la figure 12 de Wallace et coauteurs (23). Entre ω_T et ω_C, ε_1 s'annule pour donner une résonance correspondant à un coefficient d'absorption égal à 1. La situation près de la fréquence de plasma est particulièrement intéressante. Quand ω croît ε_- et ε_+ qui sont négatives après la valeur ω_C, vont croître également. ε_- s'annule la première donnant un minimum de réflexion. A une fréquence plus élevée, ε_+ s'annule à son tour pour donner un autre minimum. Entre ces deux minima $\varepsilon_+ + \varepsilon_- = \varepsilon_1$ s'annule à son tour donnant une résonance hybride appelée "résonance plasma cyclotron". Les minima correspondent à ceux obtenus dans la configuration Faraday pour les vibrations circulaires gauche et droite respectivement.

La position en fréquence résonance est donnée par :

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty\left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2-\omega_C^2}\right] \qquad (2.61)$$

C'est à dire :

$$\omega^4 - (\omega_p^2 + \omega_{LO}^2 + \omega_C^2)\omega^2 + \omega_{LO}^2\omega_C^2 + \omega_p^2\,\omega_{TO}^2 = 0 \qquad (2.62)$$

La valeur approximative de la fréquence la plus élevée est :

$$\omega \simeq \left[\omega_{LO}^2 + \omega_C^2 + \omega_p^2\right]^{1/2} \qquad (2.63)$$

La fréquence la plus basse est donnée par l'autre racine :

de (3.63) = $$\omega \simeq \left[\frac{\omega_{LO}^2\omega_C^2 + \omega_p^2\omega_{TO}^2}{\omega_C^2 + \omega_{LO}^2 + \omega_p^2}\right]^{1/2}$$

correspondant à la résonance hybride "réseau - cyclotron". Un exemple typique de ces résonances est fourni par Iwasa (25) dans InSb, la représentation graphique est donnée par les figures 13 et 14.

D. Transition intrabande : résonance cyclotron

Considérons l'intéraction d'une onde électromagnétique avec des électrons de Bloch placés dans un champ magnétique. L'onde électromagnétique peut être représentée par un champ variable de fréquence et de polarisation qui varie peu dans l'espace puisque la longueur d'onde de la radiation est plus grande que le pas du réseau. L'hamiltonien de perturbation peut être représenté par $\mathcal{H}' = \vec{\epsilon}.(\vec{p}+\frac{e\vec{A}}{C})\sin\omega t$ et la probabilité de transition de l'électron (26) d'un état initial i à un état final f est proportionnelle au carré de l'élément de matrice P_{if} qui au premier ordre est égal à :

$$P_{if} = \langle\Psi_f^*|\mathcal{H}'|\Psi_i\rangle = \int \mu_{fo}^*(\vec{r})F_f^*(r)\vec{\epsilon}.(p+\frac{e\vec{A}}{C})\mu_{io}F_i(\vec{r})d\tau \qquad (2.64)$$

Connaissant P_{if} qui donne les règles de sélection pour les transitions on peut obtenir le coefficient d'absorption α de l'expression (26).

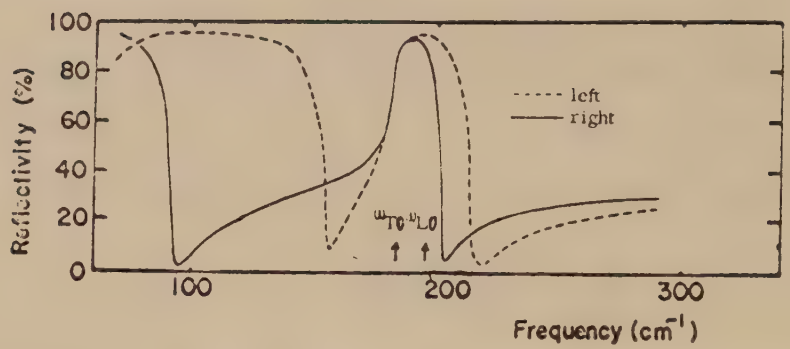


Fig 13 : Courbe calculée de réflectivité dans InSb dans la configuration de Faraday [25].

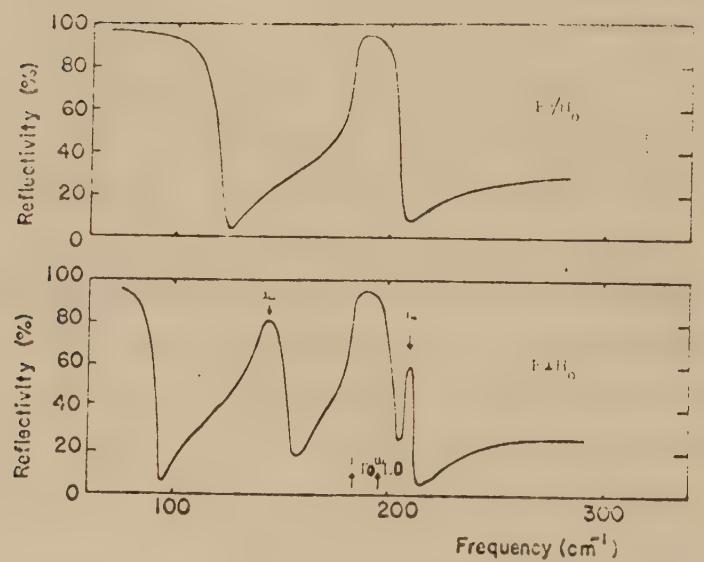


Fig 14 : Courbe calculée de réflectivité dans InSb dans la configuration de Voigt [25].

$$\alpha = \frac{4\Pi^2 e^2}{nCm^{*2}\omega V} \sum_{if} |P_{if}|^2 \delta(E-E_f-E_i) \qquad (2.65)$$

où V représente le volume du cristal et la fonction δ de Dirac exprime la conservation de l'énergie.

Les fonctions de l'oscillateur harmonique $F_i(\vec{r})$ et $F_f(\vec{r})$ varient lentement en comparaison des fonctions d'onde périodiques $u_{io}(\vec{r})$ et $u_{fo}(\vec{r})$. Par suite on peut les considérer comme constantes sur l'étendue d'une maille. L'intégrale de l'expression (2.64) se décompose en deux parties : l'une sur une maille qui dépend de u_{io} et u_{fo} ; l'autre sur le cristal entier, qui fait intervenir F_i et F_f. On obtient

$$P_{if} = \Big[\int_{\text{cristal}} F_f^*(\vec{r})\vec{\epsilon}.(\vec{p}+\frac{e}{C}\vec{A})\, F_i(\vec{r})d\tau \int_{\text{maille}} u_{fo}^*(\vec{r})u_{io}(\vec{r})\, d\tau +$$

$$\int_{\text{cristal}} F_f^*(\vec{r})\, F_i(\vec{r})d\tau \int_{\text{maille}} u_{fo}^*(\vec{r})\vec{\epsilon}.\vec{p}u_{io}(\vec{r})d\tau \qquad (2.66)$$

Comme les fonctions d'onde u_{fo} et u_{io} sont orthogonales, le premier terme est nul sauf si les transitions se font à l'intérieur d'une même bande, auquel cas $u_{fo} = u_{io}$. Si le champ électrique $\vec{E}$ est perpendiculaire à $\vec{H}$ on obtient les règles de selection

$$\Delta k_y = \Delta k_z = 0, \quad \Delta n = \pm 1. \qquad (2.67)$$

La première condition montre que les transitions sont verticales c'est-à-dire $\vec{k}$ est conservé ; la deuxième condition indique que la transition est permise entre deux niveaux adjacents dans la même bande et par conséquent donne lieu à une absorption résonante pour une énergie

$$E_f - E_i = \hbar\omega_C \qquad (2.68)$$

ainsi que nous pouvons le voir sur la figure 15. On voit que la fréquence de pic d'absorption cyclotron peut conduire à la détermination d'une masse effective qu'il conviendra d'analyser en tenant compte de

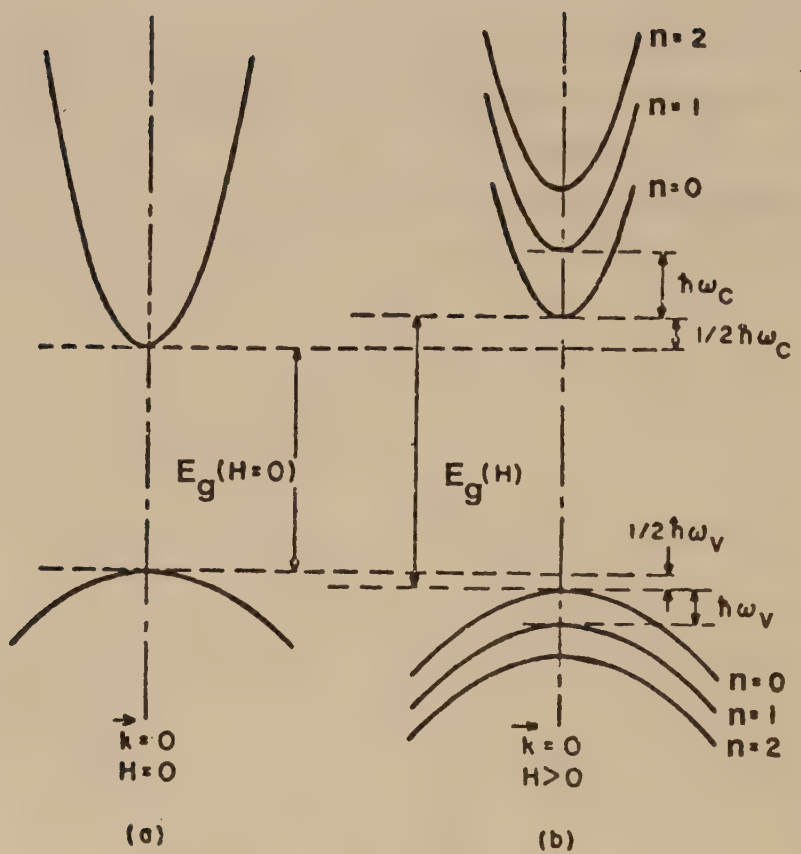


Fig 15 : Niveaux de Landau pour un modèle de bandes simples.

l'anisotropie éventuelle.

Les dimensions de l'échantillon étant grandes en comparaison avec la longueur d'onde utilisée, nous pouvons considérer le cristal comme semi infini ; il n'y a pas de transmission à travers l'échantillon et l'absorption s'écrit comme en (2.26)

$$A = 1-R = \frac{4\mathcal{R}e\ (\sqrt{\varepsilon})}{|1+\sqrt{\varepsilon}|^2} \qquad (2.76)$$

Pour $|\varepsilon|>>1$ et $\omega\tau>>1$, (3.76) se réduit à

$$A = \frac{4}{\mathcal{R}e(\sqrt{\varepsilon})} \qquad (2.77)$$

Les figures 16 et 17 donnent les courbes de $\varepsilon_{//,\perp}$ et A calculées par Perkowitz (27) lorsque le champ magnétique $\vec{H}_o$ est parallèle aux directions (100) et (110). Deux cas particulièrement intéressants peuvent se produire :

- lorsque $\varepsilon_{//,\perp} \to \infty$ nous obtenons une résonance ordinaire R.O. ou extraordinaire R.E.
- lorsque $\varepsilon_{//,\perp} = 0$ nous obtenons une anomalie dielectrique ordinaire ADO ou extraordinaire ADE.

Le pic d'absorption se trouve situé entre une résonance et une anomalie : l'absorption commence à croître à partir de R.O. ou R.E. et tombe brutalement au point correspondant à l'anomalie.

La figure 18 donne les courbes calculées pour p-PbTe par Perkowitz ces courbes fournissent la position des résonances et des anomalies en fonction de l'angle que fait $\vec{H}_o$ avec les axes des éllipsoïdes ; les différentes positions permettent de déduire une valeur de la masse effective des porteurs en ces points. Nous exposerons dans les deux chapitres suivants la méthode et les résultats expérimentaux relatifs à la reflectivité, la magnétoreflectivité et à l'absorption cyclotron.

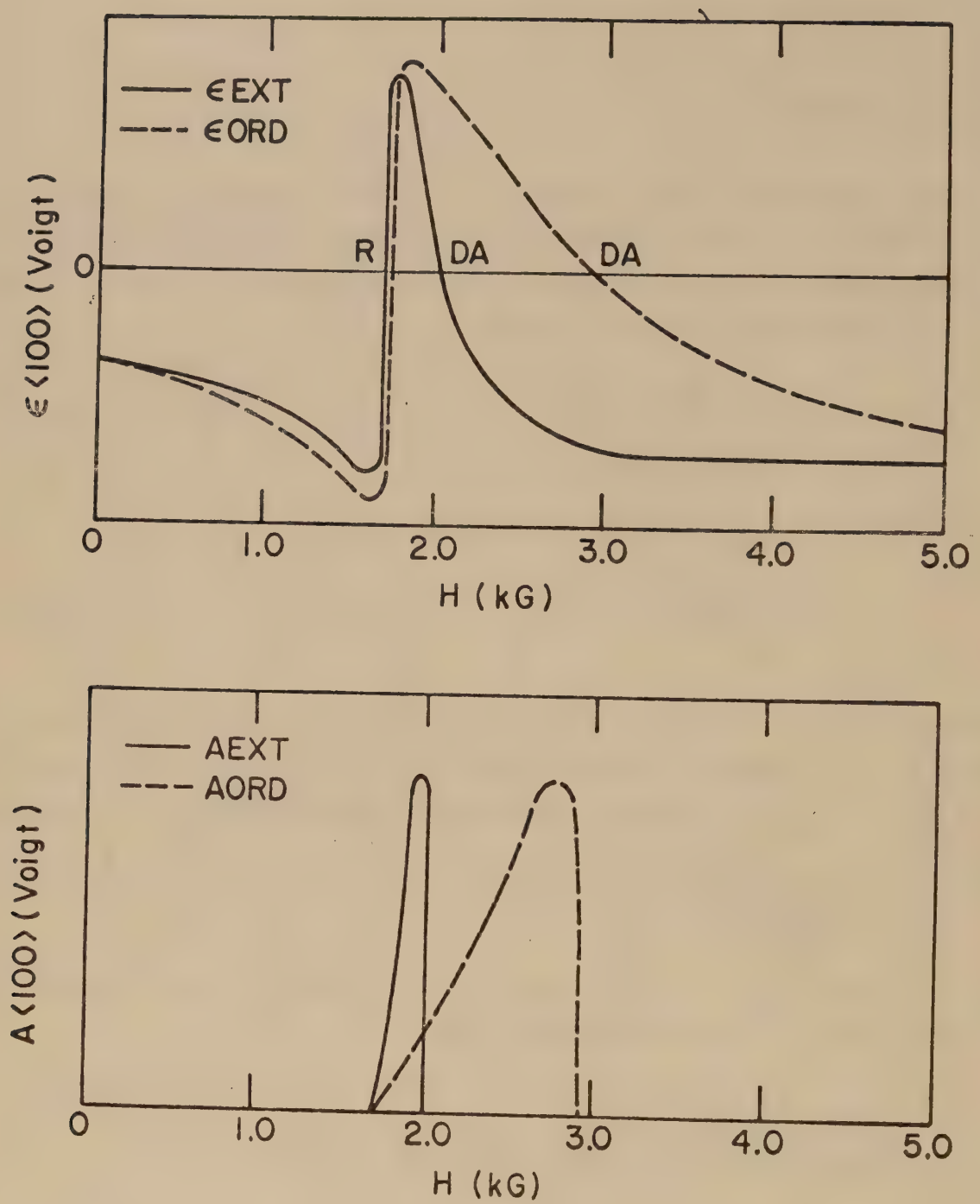


Fig 16 : Courbes calculées des fonctions diélectriques et de l'absorption dans la configuration de Voigt $(\vec{H}_o \perp \vec{E})$ pour $\bar{H}_o // \langle 100 \rangle$ [27].

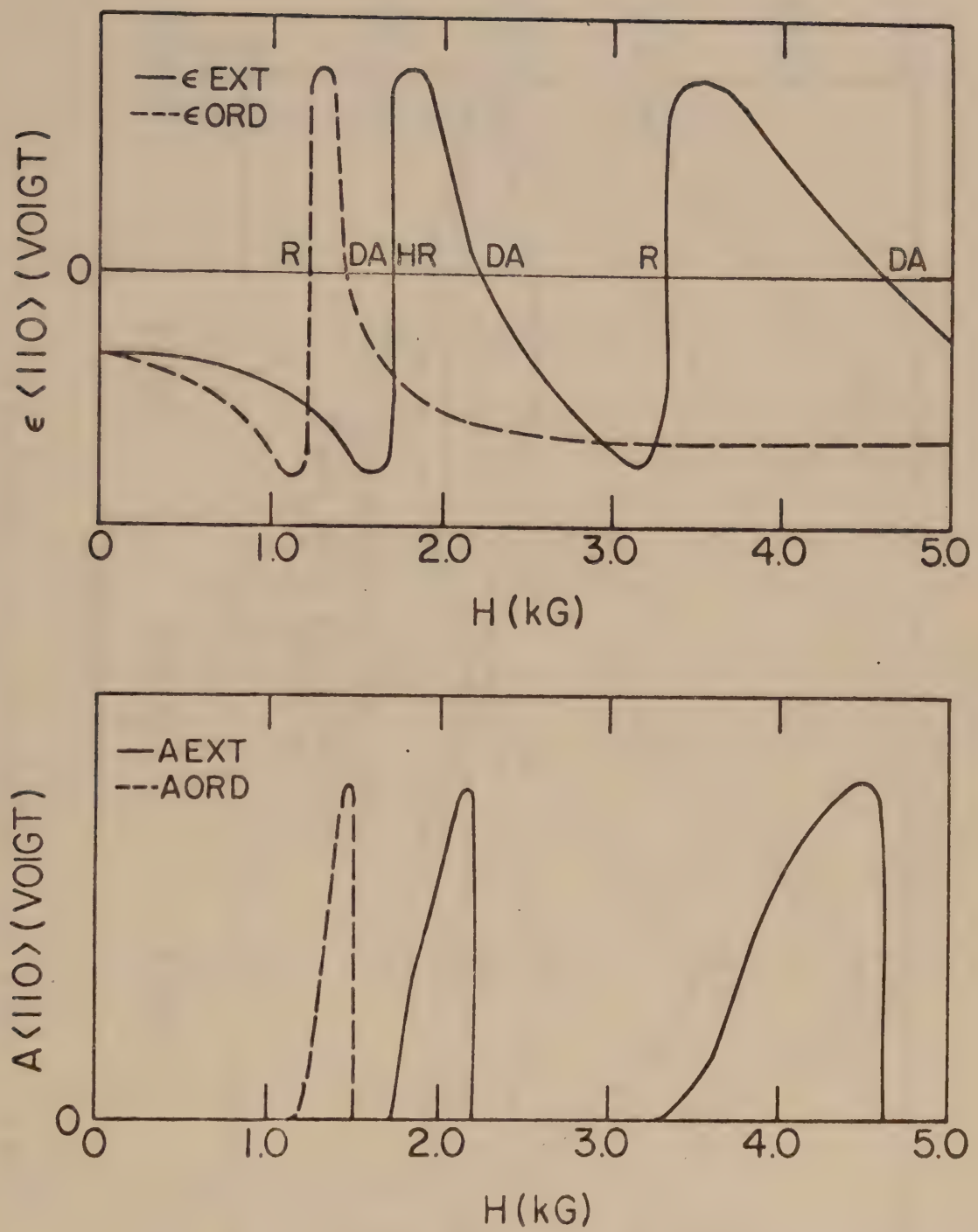


Fig 17 : Courbes calculées des fonctions diélectriques et de l'absorption dans la configuration de Voigt $(\vec{H}_o \perp \vec{E})$ pour $\bar{H}_o // \langle 100 \rangle$ [27].

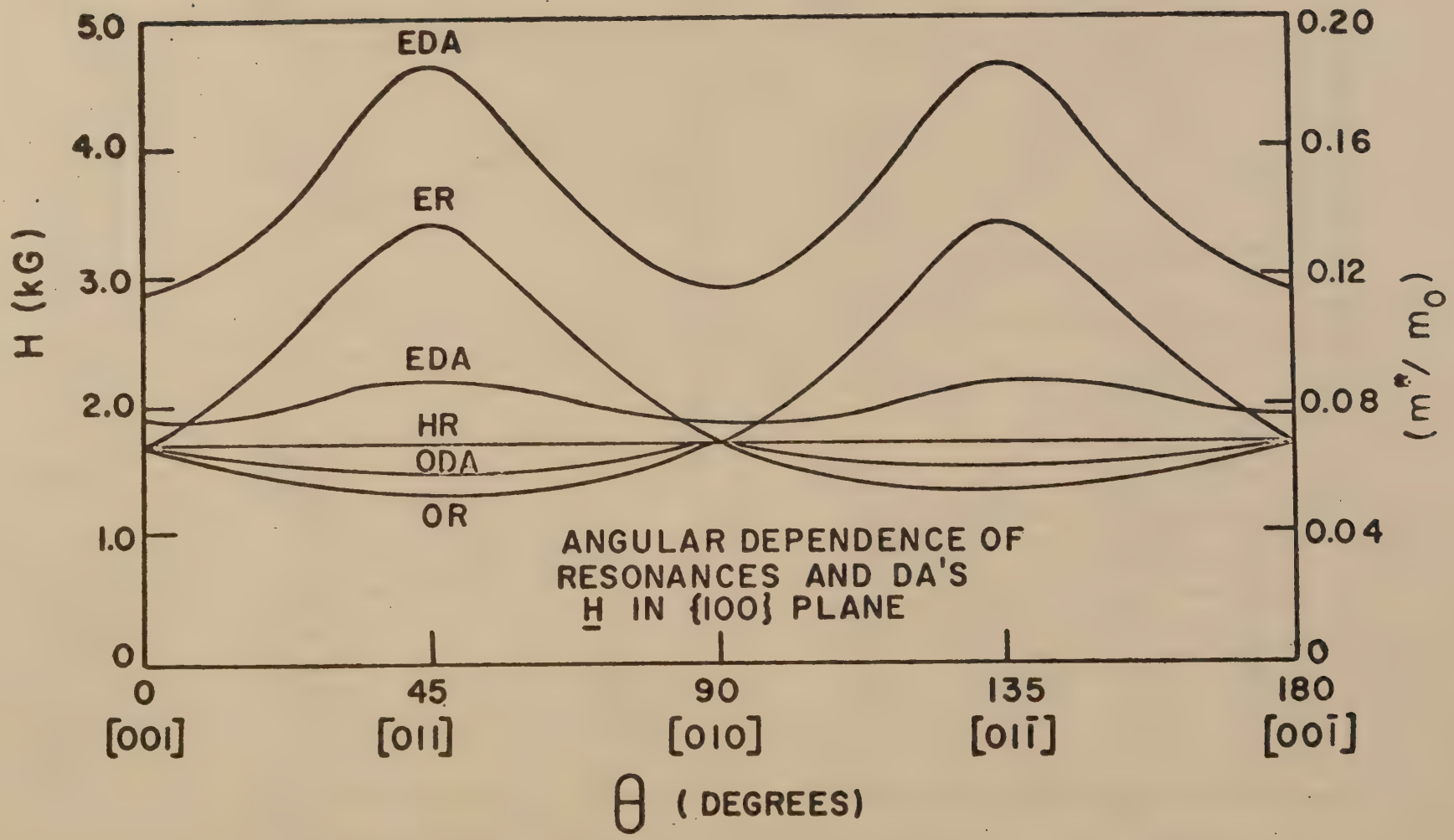


Fig 18 : Points singuliers de l'absorption en fonction de θ ;
configuration de Voigt avec $\vec{H}_0$ dans le plan [100] . [27].

CHAPITRE 3

METHODE EXPERIMENTALE ET RESULTATS

I. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

A. Reflectivité et Magnétoréflectivité

Pour les mesures de réflectivité avec et sans champ magnétique, nous avons utilisé un spectromètre CODERG comprenant différentes platines.

1. Platine source : la source lumineuse est constituée par une lampe à vapeur de mercure permettant de faire des mesures de 3µ à 100µ et au-delà dans l'infrarouge lointain.
2. Platine monochromateur pourvue de réseaux BAUSCH et LOMB permettant de travailler dans différentes régions spectrales ; deux filtres par réflexion sont placés avant et après le monochromateur afin d'éliminer les ordres supérieurs.

Le tableau I fournit les domaines spectraux et les réseaux utilisés.

Les réseaux peuvent être tournés soit manuellement soit automatiquement par l'intermédiaire d'une boite de vitesse placée sous le monochromateur permettant de parcourir le spectre à trois vitesses différentes.

Pour les réseaux 30 traits/mm et 40 traits/mm la résolution est de l'ordre de $1cm^{-1}$.

3. Production du champ magnétique.

Nous avons réalisé une bobine supraconductrice à partir d'un ruban de niobuim étain (Nb_3Sn) fourni par la C.S.F. à Puteaux Ce ruban est supraconducteur à l'hélium liquide. Il a un demi pouce de large et 0,1mm d'épaisseur et il est isolé au cuivre. La bobine a des dimansions relativement réduites : longueur 10cm, diamètre exterieur 9cm, diamètre intérieur utile 2cm. Cette bobine transite c'est-à-dire

TABLEAU I

Domaine Spectral	Réseau	Filtre par Transmission	Filtre Reflexion F_1	Filtre Reflexion F_2
$665cm^{-1}$ - $400cm^{-1}$ 15µ - 25µ	40 traits/mm	Polyethylène au carbone	FL_i	FL_i
$400cm^{-1}$ - $350cm^{-1}$ 25µ 28,6µ	30 traits/mm	Polyethylène au carbone	FL_i	FL_i
$350cm^{-1}$ - $290cm^{-1}$ 28,6µ - 34,5µ	30 traits/mm	Polyethylène au carbone	F_2 Ca	F_2 Ca
$290cm^{-1}$ - $200cm^{-1}$ 34,5µ - 50µ	20 traits/mm	" "	F_2 Ba	F_2 Ba
$200cm^{-1}$ - $170cm^{-1}$ 50µ - 58,7µ	12 traits/mm	Polyethylène au carbone + quartz	NaCl	NaCl
$170cm^{-1}$ - $140cm^{-1}$ 58,7µ - 71,3µ	12 traits/mm	" "	KCl	KCl

Domaine spectral, réseaux et filtres utilisés dans les experiences de réflectivité et magnétoréflectivité.

passe de l'état supraconducteur à l'état normal dès que le courant dépasse 175 Ampères. Nous avons fixé sont point de fonctionnement optimum à un courant de 170A, valeur pour laquelle elle donne un champ magnétique de 63,5 kG. Le courant est fourni par une alimentation fortement stabilisée, réalisée dans notre laboratoire et qui donne une montée de courant progressive, automatique et de durée réglable. La montée de courant de 0 à 175 A demande vingt à trente minutes.

La détermination du champ magnétique est faite par l'intermédiaire d'une sonde de Hall, "Bell Hall-Pack" placée exactement à la même position que l'échantillon et dans les mêmes conditions de température c'est-à-dire 30K.

La courbe donnant le champ en fonction du courant est une droite, elle est représentée dans la figure 19.

4. Cryostat et groupe de pompage

Le cryostat à hélium pour la bobine supraconductrice a été réalisé au service de cryogènie des universités Paris VI et Paris VII.

Nous l'avons déssiné en fonction de la platine de travail avec lequel il constitue un tout : Figure 20 et 21.

Le cryostat est destiné à être posé sur la platine de travail de telle sorte que l'enveloppe de sa partie basse soit constituée par la platine elle-même, le vide étant commun à la platine et au cryostat. La bague de réglage autour du soufflet a pour but de pouvoir compenser la contraction du cryostat lorsqu'il est en température, rétablissant ainsi l'alignement optique.

Le vide est assuré par un groupe de pompage composé d'une pompe primaire BEAUDOUIN de 20 m^3/heure et d'une pompe secondaire SEAVOM à diffusion de 350 litres/sec.

Pour déterminer la température de l'échantillon, nous avons placé une résistance au carbone Allen-Bradley étalonnée par un programme sur une IBM 1130. A l'hélium liquide la température de l'échantillon est de 30K. Clément et Quinnell (28) ont établi la variation de la résistance Allen-Bradley en fonction de la température T ; elle est donnée par la loi approchée :

$$\text{Log } R + \frac{K}{\text{Log}R} = A + \frac{B}{T} \qquad (3.1)$$

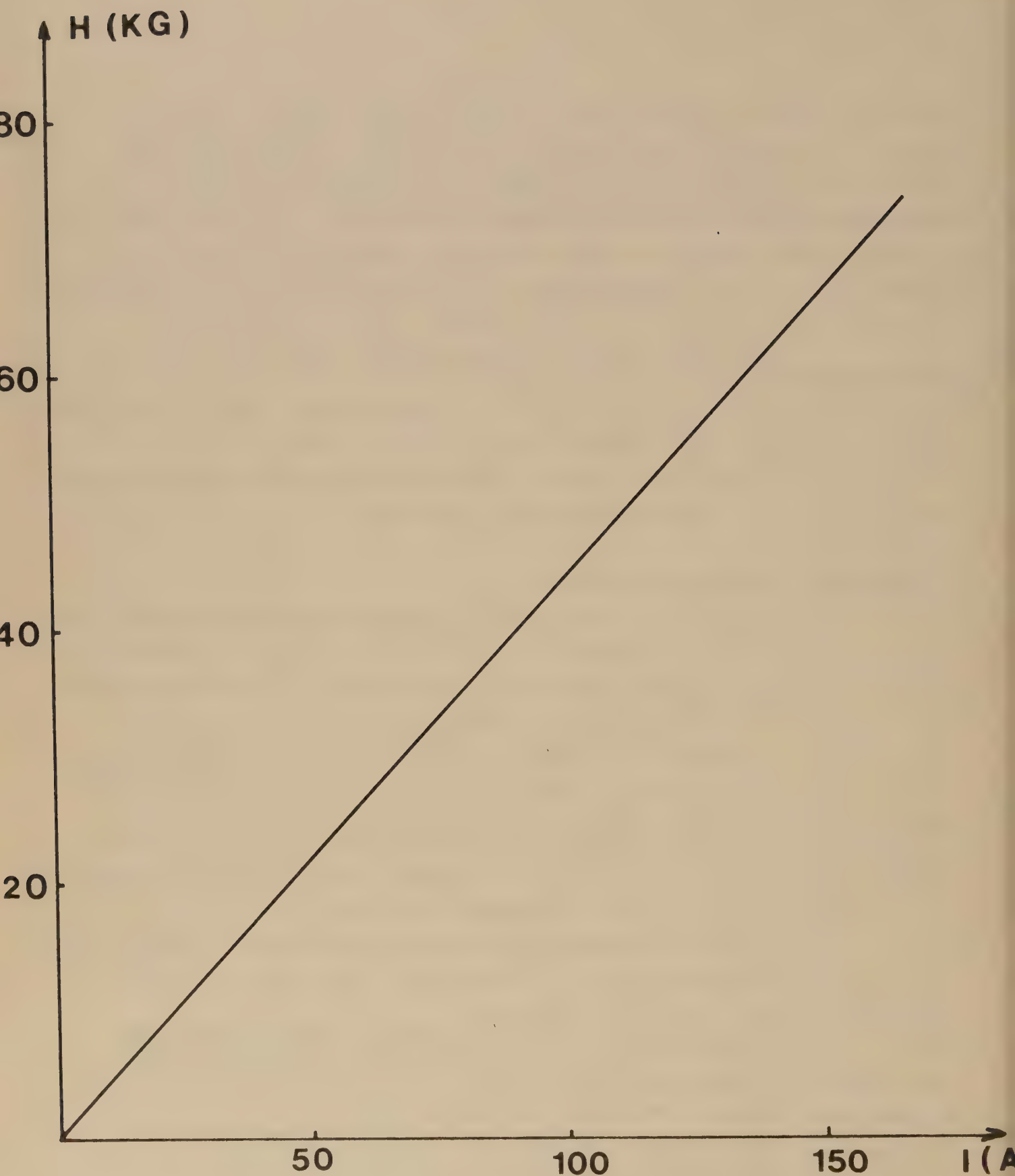


Fig 19 : Champ magnétique H en fonction du courant.

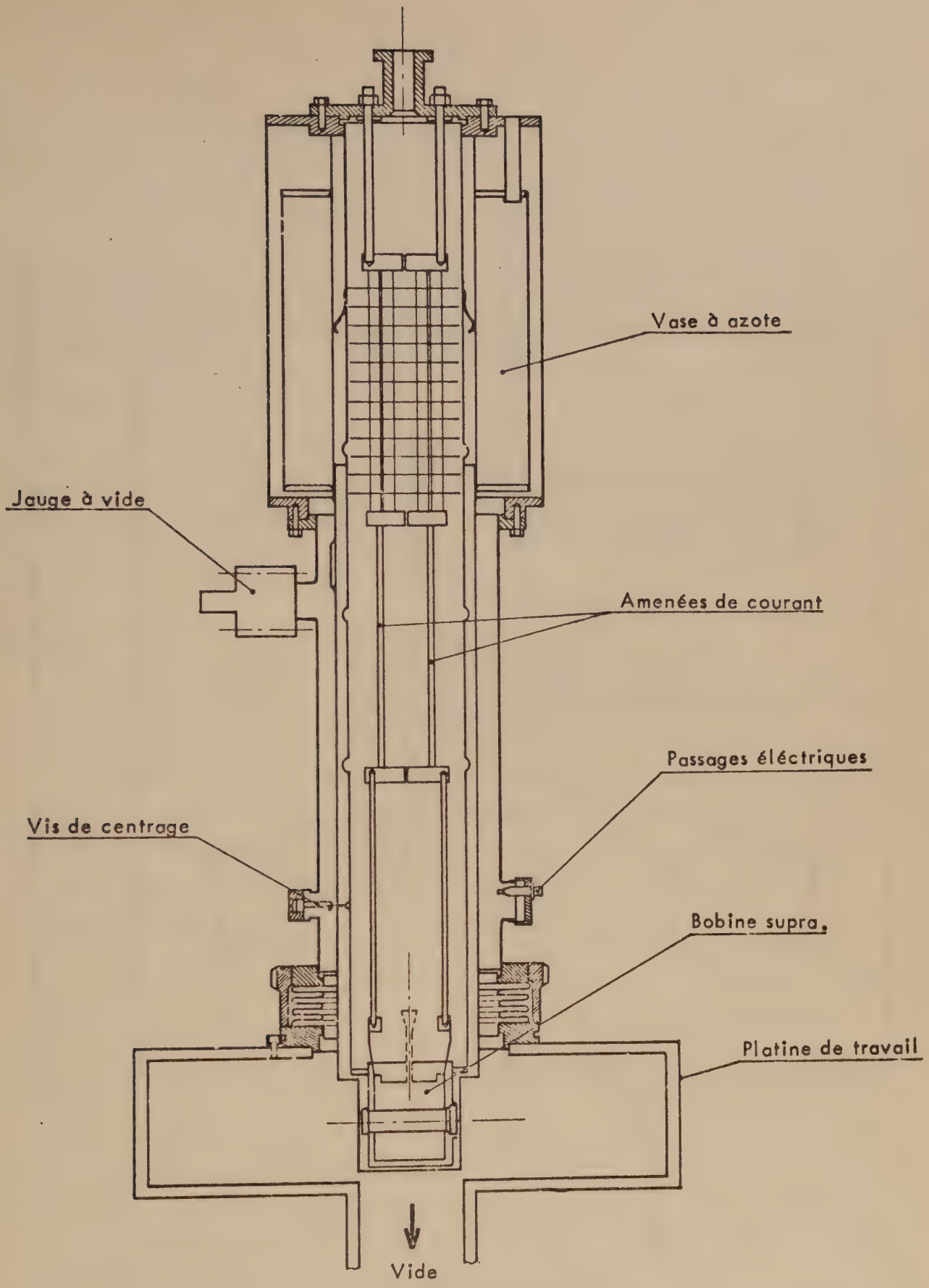


Fig 20 : Schéma du cryostat à hélium utilisé pour la bobine supra-conductrice.

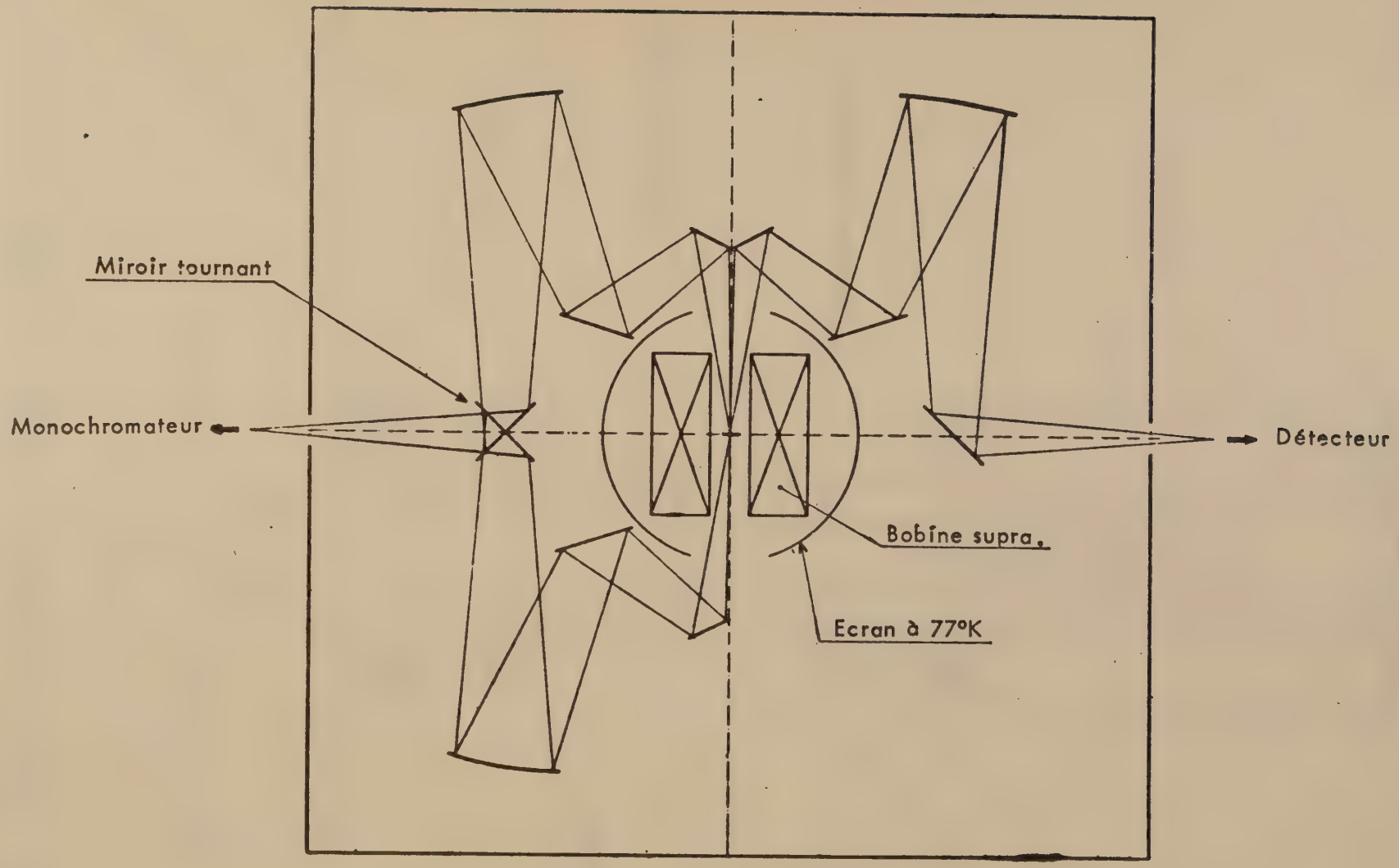


Fig 21: Schéma de la platine de travail utilisée avec la bobine supraconductrice.

A,B,K sont des constantes qui doivent être déterminées à partir de mesures de la résistance à trois températures données, si l'on désire une mesure absolue de la température T.

5. Platine de travail

Le schéma de cette platine est indiqué sur la figure 21. Elle a été dessinée par nos soins et réalisée par la société CODERG. Les miroirs d'entrée et de sortie sont tournants de telle sorte qu'en réflection, le faisceau d'entrée est tantôt envoyé sur l'échantillon, tantôt sur le miroir de référence.

6. La détection

Pour détecter le signal lumineux venant après l'échantillon, nous avons utilisé un Golay Eppley et un Golay Unicam avec leurs chaînes d'amplification.

Précisons pour terminer que le signal lumineux est modulé à l'aide d'un chopper à 13 cycles/sec ; le signal de référence est fourni par une petite cellule placée devant une lampe que les pâles du chopper découvrent à la fréquence du signal principal.

B. Absorption cyclotron

Les concentrations élevées de porteurs dans les sels de plomb rendent difficiles les mesures de transmission à travers les échantillons. Les mobilités relativement basses dans ces composés pour les fortes concentrations d'étain, nécessitent des longueurs d'onde submillimétriques pour satisfaire la relation $\omega\tau \gg 1$. Les techniques de cavités conventionnelles, très valables lorsque les mesures sont faites sur des échantillons ayant une grande conductivité, deviennent difficiles à appliquer en dessous des longueurs d'onde millimétriques.

C'est pourquoi nous avons du recourir à une méthode moins usuelle relativement récente : la méthode dite de "strip line" (29). Elle consiste à déduire l'absorption d'une manière indirecte à partir du couplage entre la radiation lumineuse et la surface de l'échantillon et qui se traduit par une absorption de la lumière au passage près de la surface. La figure 22 illustre le principe. L'espace compris entre

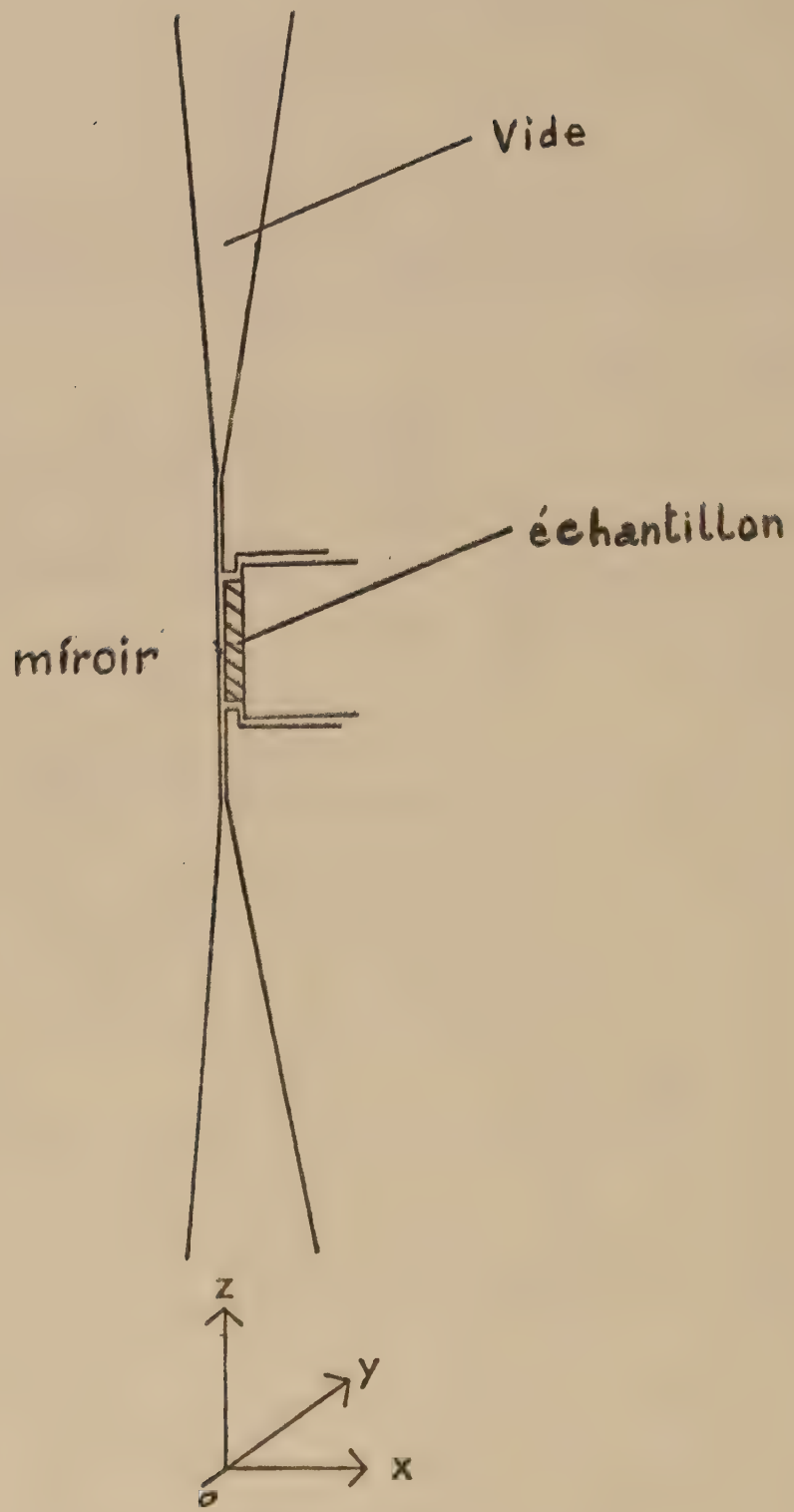


Fig 22 : Diagramme schématique du "strip line".
Propagation dans la direction de z $\vec{H} // \vec{z}$ [46].

la surface de l'échantillon et une plaque de cuivre constitue une cavité (strip) dont la distance est très petite devant la longueur d'onde λ de la radiation, ce qui a pour effet d'intensifier le couplage et par conséquent d'augmenter l'absorption.

Le comportement du strip line peut être expliqué par les équations de Maxwell en considérant les conditions aux limites.

En effet le tenseur dielectrique du cristal en présence du champ magnétique $\vec{H}_o$ parallèle à l'axe Oz est donné par (3.36)

$$\overleftrightarrow{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \varepsilon xx & \varepsilon xy & 0 \\ -\varepsilon xy & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon zz \end{bmatrix}$$

La constante dielectrique du vide est $\varepsilon_o = 1$
Deux modes TE sont possibles dans le vide :

- $Ez = 0 \qquad E_x = 0 \qquad Ey \neq 0$
- $Ez = 0 \qquad E_x \neq 0 \qquad Ey = 0$

Seul le premier mode agit fortement avec le cristal. Le deuxième mode intéragit faiblement avec l'échantillon. Les conditions aux limites à la surface de l'échantillon lorsque $\vec{H}_o$ est parallèle à l'axe (100) ou (111) donnent : Ey (vide) = Ey (échantillon), Ez = 0, $D_x = 0$ donc :

$$0 = \frac{D_x}{\varepsilon_o} = \varepsilon_{xx} E_x + \varepsilon_{xy} Ey \qquad (4.2)$$

$$\frac{Dy}{\varepsilon_o} = -\varepsilon_{xy} E_x + \varepsilon_{xx} Ey \qquad (4.3)$$

$$0 = \frac{D_z}{\varepsilon_o} = \varepsilon_{zz} Ez \qquad (4.4)$$

De (4.2) on tire $E_x = -\frac{\varepsilon xy}{\varepsilon_{xx}} Ey$ que l'on porte dans (4.3)

$$\frac{Dy}{\varepsilon_o} = \left(\frac{\varepsilon^2_{xy}}{\varepsilon_{xx}} + \varepsilon_{xx}\right) Ey \text{ (échantillon)} = \left(\frac{\varepsilon^2_{xy}}{\varepsilon_{xx}} + \varepsilon_{xx}\right) Ey \text{ (vide)}$$

Ainsi l'indice de réfraction qui domine pour $\vec{H}_o$ // (100) est $(\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{xy}^2)/\varepsilon_{xx}$, c'est-à-dire l'indice extraordinaire ε avec $\vec{H}_o \perp \vec{E}$. Les formules (2.76) et (2.77) donnant l'absorption restent valables : l'épaisseur des échantillons utilisés est plus grande que la longueur d'onde λ des lasers utilisés.

Le signal sortant du strip est celui réfléchi par l'échantillon ; les minima de réflexion correspondent aux maxima de l'absorption A à la résonance.

Un diagramme assez schématique du système expérimental est exposé dans la figure 23. La radiation infrarouge venant des lasers utilisés : HCN, DCN, H_2O. est modulée par un chopper à des fréquences comprises entre 10Hz et 1000 Hz suivant le détecteur utilisé. Après le chopper, la radiation est dirigée dans le "strip line" par un guide de lumière en cuivre et un miroir. Le "strip line" est au centre d'un aimant refroidi à l'eau et produisant un champ de 100 kG.

Après avoir passé l'échantillon, la radiation réfléchie est guidée par d'autres guides de lumière jusqu'au détecteur monté à l'intérieur du cryostat, ou au Golay monté au-dessus et à l'extérieur du cryostat. Le cryostat peut être utilisé à trois températures déterminées par une diode précalibrée : à l'hélium donnant la température de 6K, à l'hydrogène : 22K et à l'azote 77K. La variation de la reflectivité R est suivie par le système électronique suivant : le signal venant du détecteur est amplifié et envoyé dans un détecteur de phase qui donne l'amplitude de la composante du signal qui est en phase et à la même fréquence que le signal de référence.

Le signal de référence est filtré pour garder ses composantes de plus haute fréquence et diminuer le bruit.

1. Lasers

Les lasers sont décrits en détail par Chamberlain (30) et Simmonds (31). Les auteurs ont utilisé ces lasers à des pressions (5×10^{-2} Torr) et des courants (1 Ampère) plus élevés que d'habitude afin d'obtenir le maximum de puissance à la sortie : 15m Watts environ Ce procédé est limité par l'échauffement des lasers. Il existe une température critique au-delà de laquelle le laser devient instable.

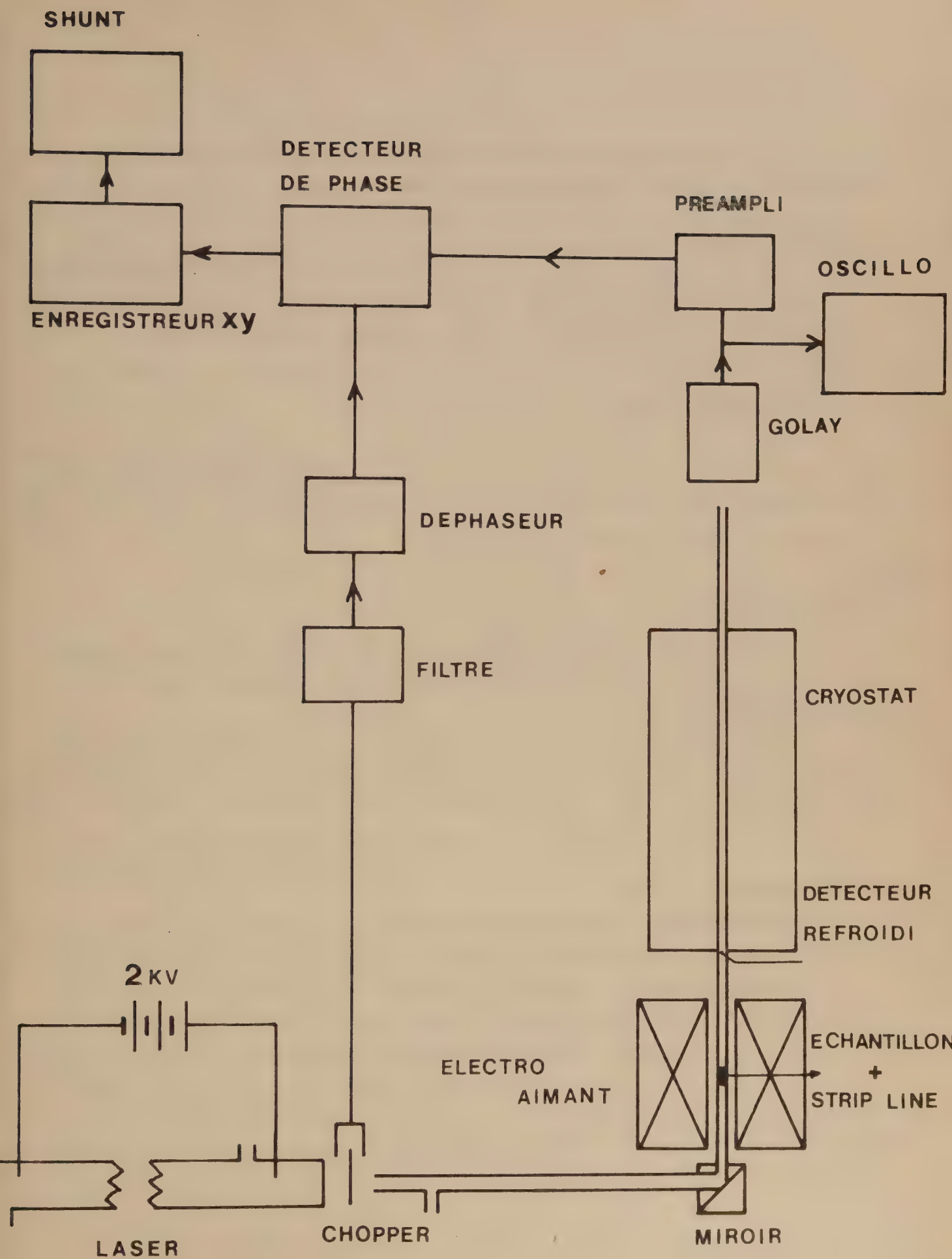


Fig 23 : Schéma de l'appareillage pour l'absorption cyclotron.

Le laser HCN fournit une raie à 337μ ; le laser DCN une raie à 195μ et le laser H_2O une raie à 119μ.

2. Détecteurs

Un détecteur GaAs a été utilisé pour les expériences faites à l'Hélium liquide ; il est placé à l'intérieur du cryostat ; pour les autres températures nous avons utilisé un Golay placé à l'extérieur du cryostat.

3. Champ magnétique

Le champ magnétique est fourni par l'intermédiaire d'un générateur de courant. Le champ maximum obtenu est de 100kG. correspondant à un courant de 4000A. Nous avons été limités dans nos mesures expérimentales par ce maximum de 100kG.

C. Echantillons

Les échantillons de PbSe et de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ sont des cristaux de type n obtenus par la méthode de Bridgman et dopés par défaut stoïchiométrique.

Ces cristaux nous ont été fournis par la Thomson C.S.F.Dans nos mesures de réflectivité nous avons utilisé des échantillons avec des surfaces clivées. Les directions cristallographiques ont été déterminées pour tous les échantillons par le diagramme de Laue aux rayons X ; la qualité de la surface a été également controlée par cette méthode.

La constante de Hall et la mobilité ont été calculées à trois températures : 300K, 77K et 4,2K par la méthode Van der Paw (32).

Les mesures de réflectivité avec et sans champ magnétique ont été faites sur les surfaces (100) des échantillons de PbSe et $Pb_{1-x}Sn_xSe$. La région spectrale explorée s'étend de 170 cm^{-1} à 650 cm^{-1}. La lumière est polarisée linéairement grâce à un polariseur Perkin-Elmer en polyéthylène.

Dans le cas de la magnetoréflection nous avons pris $\vec{H}$ et $\vec{E}$ parallèles à la direction (100).

Les mesures de réflectivité ont été faites à 30K, 90K et 300K ; celles de magnétoreflectivité à 30K seulement. L'homogénéité de la concentration des porteurs libres dans l'échantillon est controlée non seulement par des mesures d'effet Hall, mais également par des mesures de réflectivité dans la région du plasma, pour deux ou trois positions différentes de la lumière sur l'échantillon.

Nous avons utilisé seulement les échantillons pour lesquels la position du minimum de réflectivité et la fréquence du plasma sont indépendants de la position du faisceau lumineux.

1) Echantillons de PbSe :

Le nombre de porteurs déterminé par effet Hall varie de $0,45 \times 10^{18} cm^{-3}$ à $5 \times 10^{18} cm^{-3}$.

Le tableau II donne les valeurs des concentrations d'électrons et de la mobilité en courant continu à partir de la constante de Hall et de la conductivité. La concentration d'électrons est calculée par la formule $N_e = (Re)^{-1}$ où R est la constante de Hall.

Nous n'avons pas observé de variation dans le nombre de porteurs avec la température parce que les cristaux sont dégénérés. Les mesures de mobilité à 4,2 K ne sont pas très précises, mais les résultats sont en accord avec ceux fournis par la littérature.

2) Echantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$

Les cristaux de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ sont des composés ternaires avec une énergie de bande interdite dépendant de la composition (33). Ils ont également (comme PbSe) la structure NaCl mais seulement pour $x < 0,4$. L'addition de SnSe à PbSe décroît l'énergie de bande interdite de ces cristaux. Pour x = 0,15 et à 4,2K l'énergie de la bande interdite passe par la valeur zéro et les bandes de valence et de conduction s'inversent (7).

Les cristaux de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ sont dopés par des défauts stoïchiométriques ; un excès de Pb produit le type n et un excès de Se produit le type p.

TABLEAU II

Echantillon	N_e d.C. cm^{-3}	Température	u_C d.C. $\frac{cm^2}{V\ sec}$
A	$.45x10^{18}$	300 77 8	$1.4x10^3$ $3.5x10^4$ $3.0x10^5 \pm 0.5x10^5$
B	$1.4x10^{18}$	300 77 8	$1.3x10^3$ $2.8x10^4$ $2.4x10^5 \pm 0.2x10^5$
C	$2.6x10^{18}$	300 77 8	$1.3x10^3$ $1.7x10^4$ $1.4x10^5 \pm 0.2x10^5$
D	$4.3x10^{18}$	300 77 8	$1.25x10^3$ $1.7x10^4$ $9.0x10^4 \pm 1.0x10^4$

Nombre de porteurs et mobilité des échantillons de PbSe obtenus par effet Hall à différentes températures.

Ces cristaux sont obtenus par la méthode Bridgman, ils sont clivés et la surface est perpendiculaire à la direction (100). Une analyse par microscopie électronique montre que les échantillons sont homogènes dans la mesure de la composition x à 0,007 près. Le tableau III fournit la composition, la concentration et la mobilité des échantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Rappelons que les expériences d'absorption cyclotron ont été faites sur les mêmes échantillons de PbSe et de $Pb_{1-x}Sn_xSe$, dans la configuration de Voigt également. Mais dans ce cas nous faisons varier le champ magnétique de 0 à 100 KG pour la fréquence fixe de chacun des lasers.

TABLEAU III

Echantillon	Composition	$N_{e_{opt}}$ (cm^{-3})	$\tau_{d.C.}$ sec	T K	τ_{opt} sec	T	m^*_C / m_o
A	0.07	4.2×10^{18}	0.45×10^{-13}	300	0.640×10^{-13}	300	0.12
			3×10^{-13}	77	0.87×10^{-13}	90	0.0985
			9.45×10^{-13}	4.2	2.86×10^{-13}	30	0.079
B	0.13		0.391×10^{-13}	300	0.55×10^{-13}	300	0.107
			2.94×10^{-13}	77	1.11×10^{-13}	90	0.083
			4.85×10^{-13}	4.2	1.82×10^{-13}	30	0.071
C	0.15		0.284×10^{-13}	300	0.4×10^{-13}	300	0.101
			3.24×10^{-13}	77	$1. \times 10^{-13}$	90	0.08
			7.08×10^{-13}	4.2	1.82×10^{-13}	30	0.060
D	0.07	6.5×10^{18}		300		300	
				77		90	
			10.3×10^{-13}	4.2	1.2×10^{-13}	30	0.089

Paramètres des échantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ obtenus par les mesures d'effet Hall et de magnétoréflectivité à différentes températures.

CHAPITRE 4

MESURES EFFECTUEES ET RESULTATS OBTENUS

I. Réflectivité et magnéto-réflectivité

A. Résultats obtenus

Les mesures de réflectivité avec et sans champ magnétique ont été faites sur les mêmes échantillons dans la région du minimum de plasma.

Les figures 24-26 présentent les résultats expérimentaux pour les échantillons de PbSe. Les mesures sont faites pour trois valeurs de la température : 30K, 90K, 300K et trois valeurs du champ magnétique : 41,5kG, 58kG et 63,5 kG dans la configuration de Voigt $\vec{q} \perp \vec{H}_o$ avec $\vec{E} \perp \vec{H}_o$.(9).

Les figures 27-32 présentent les résultats pour les échantillons de $Pb_{1-x}\ Sn_x\ Se$. Les mesures sont faites pour trois valeurs de la température : 30K, 90K 300K, trois valeurs du champ magnétique : 41,5 kG, 51 KG, 60KG, et trois valeurs de la concentration **x** : 0,07, 0,13, et 0,15. (34).

B. Analyse des résultats

1. Première approche

Une première approche consiste à recalculer le spectre de réflectivité et de magnétoréflectivité à l'aide des expressions théoriques (2.52) :

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{\infty}\left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_p^2\ (\omega\pm\omega 1)}{\omega(\omega^2-\omega_C^2\ )}\right]$$

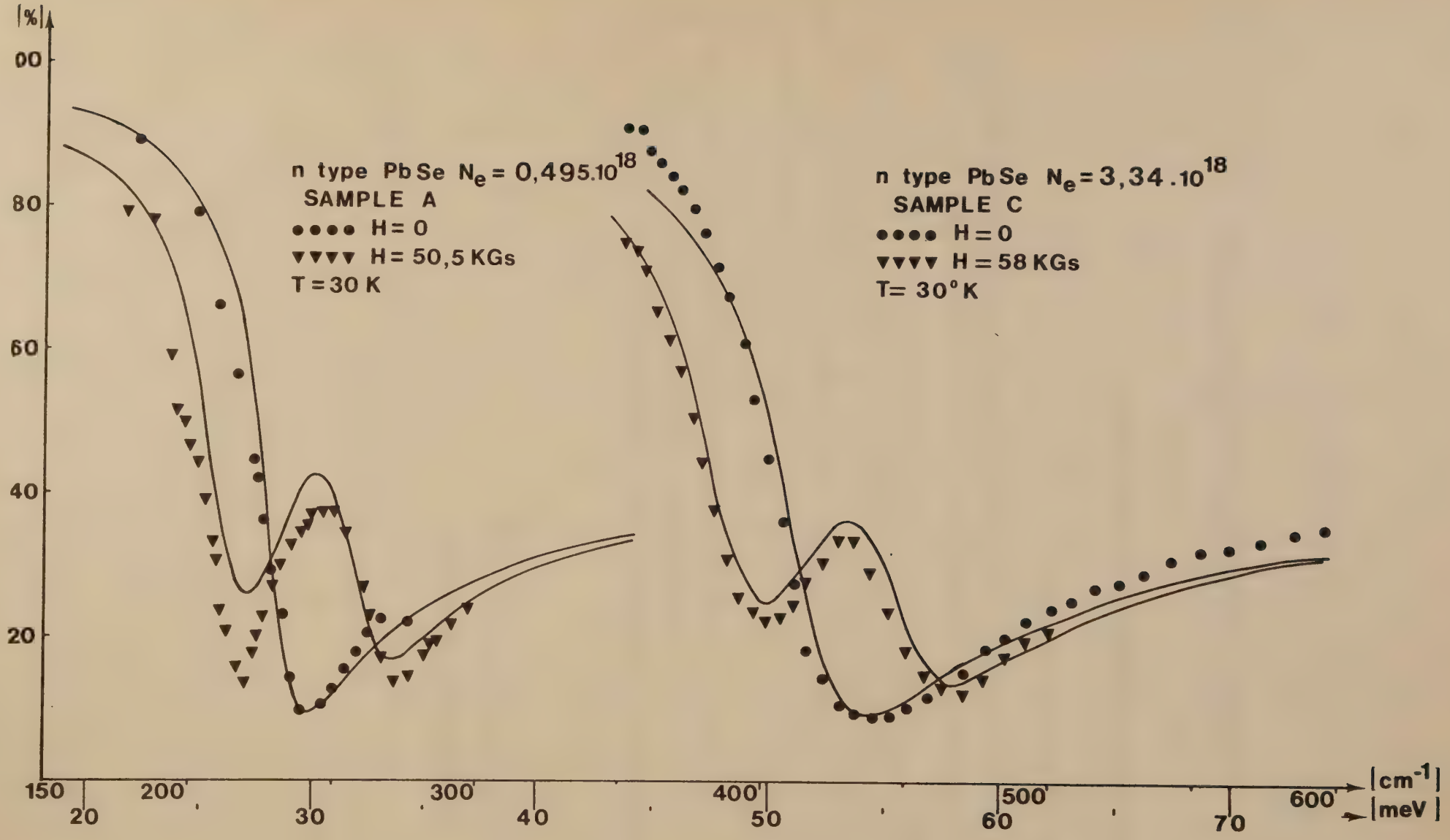


Fig 24 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité et magnétoréflectivité à 30 K pour les échantillons A et C de PbSe.

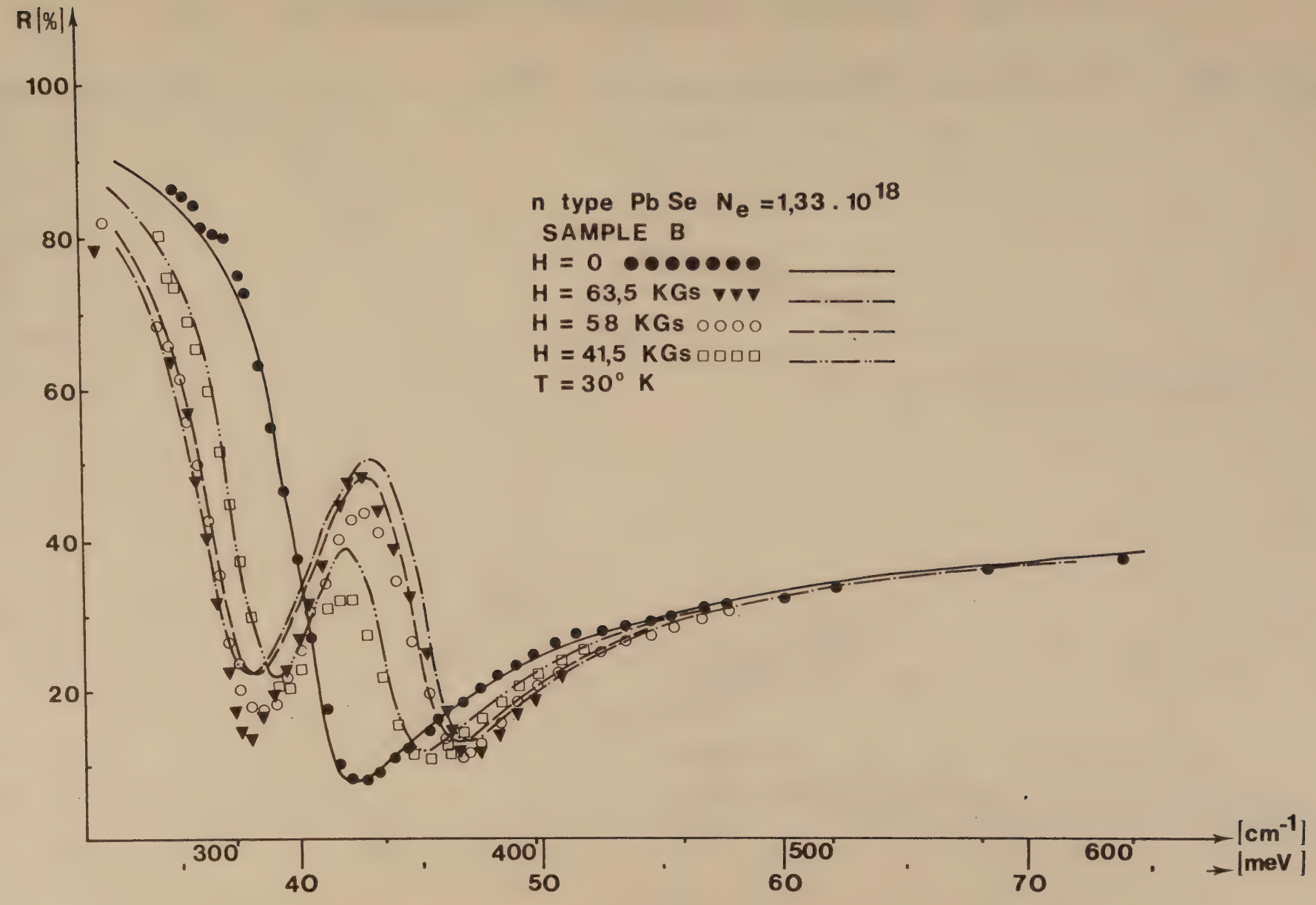


Fig 25 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité et magnétoréflectivité à 30 K pour l'échantillon C de PbSe.

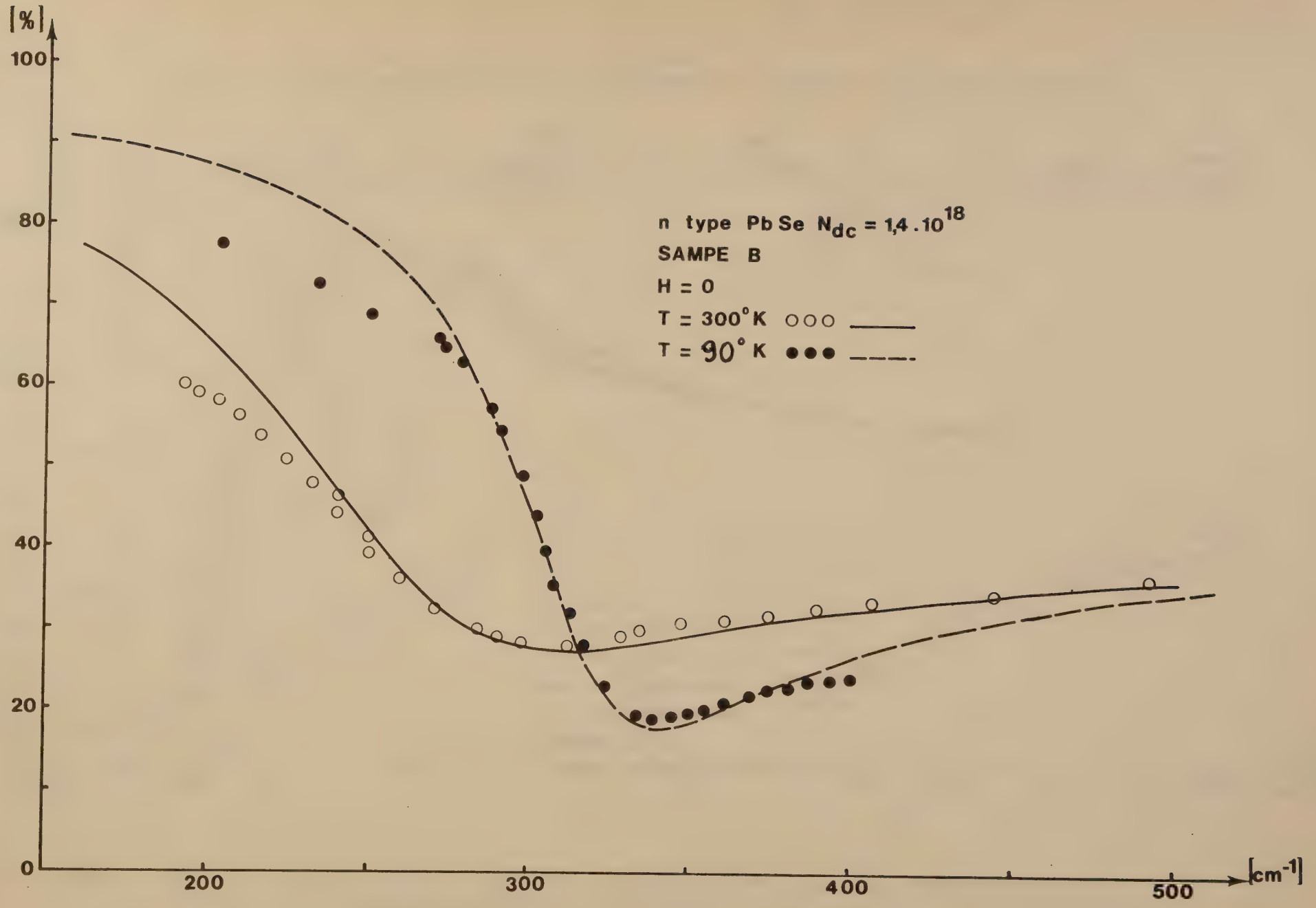


Fig 26 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité à 90 K et 300 K pour l'échantillon C de PbSe.

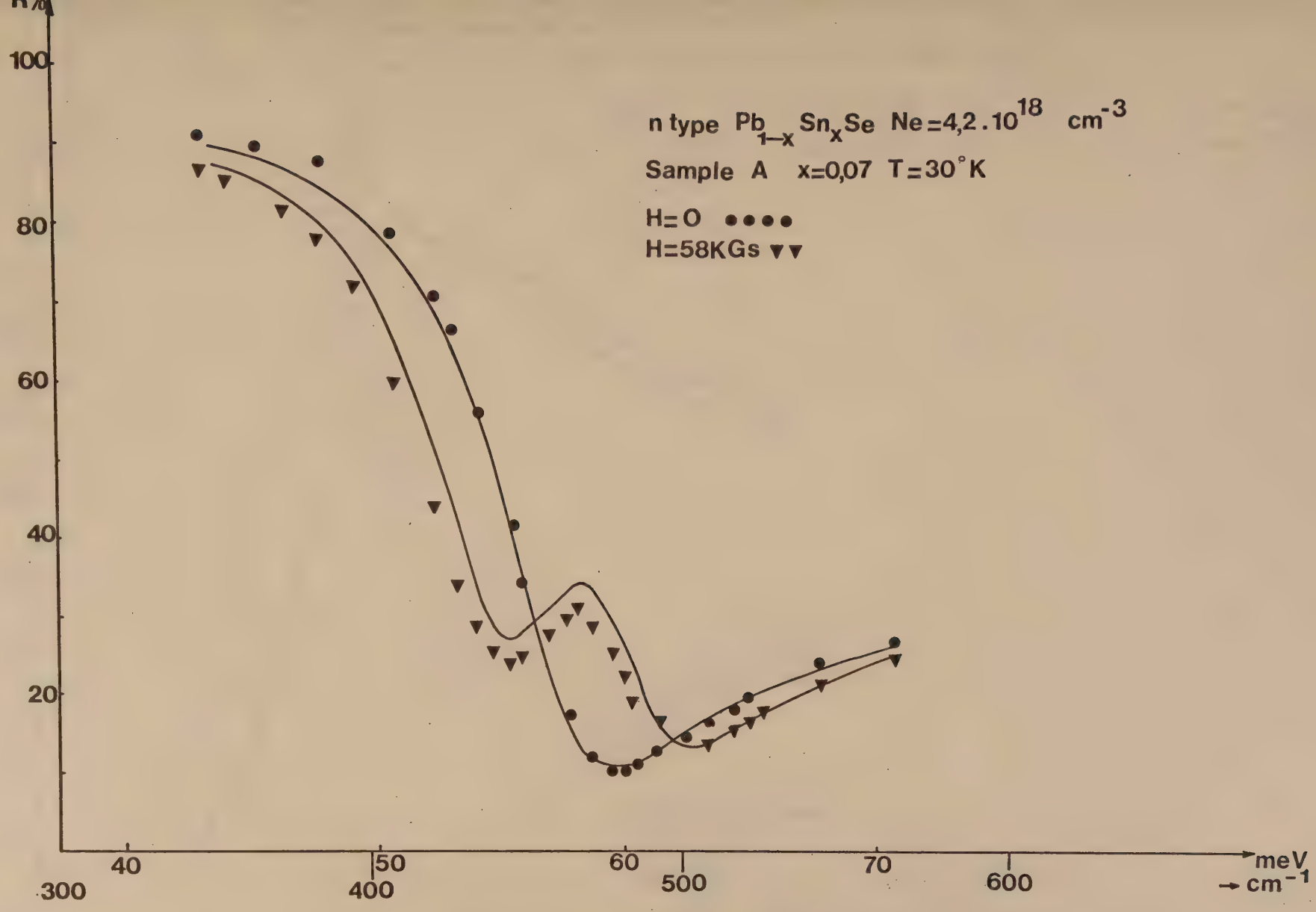


Fig 27 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité et magnétoréflectivité à 30 K pour l'échantillon A de Pb_{1}-x Sn x Se

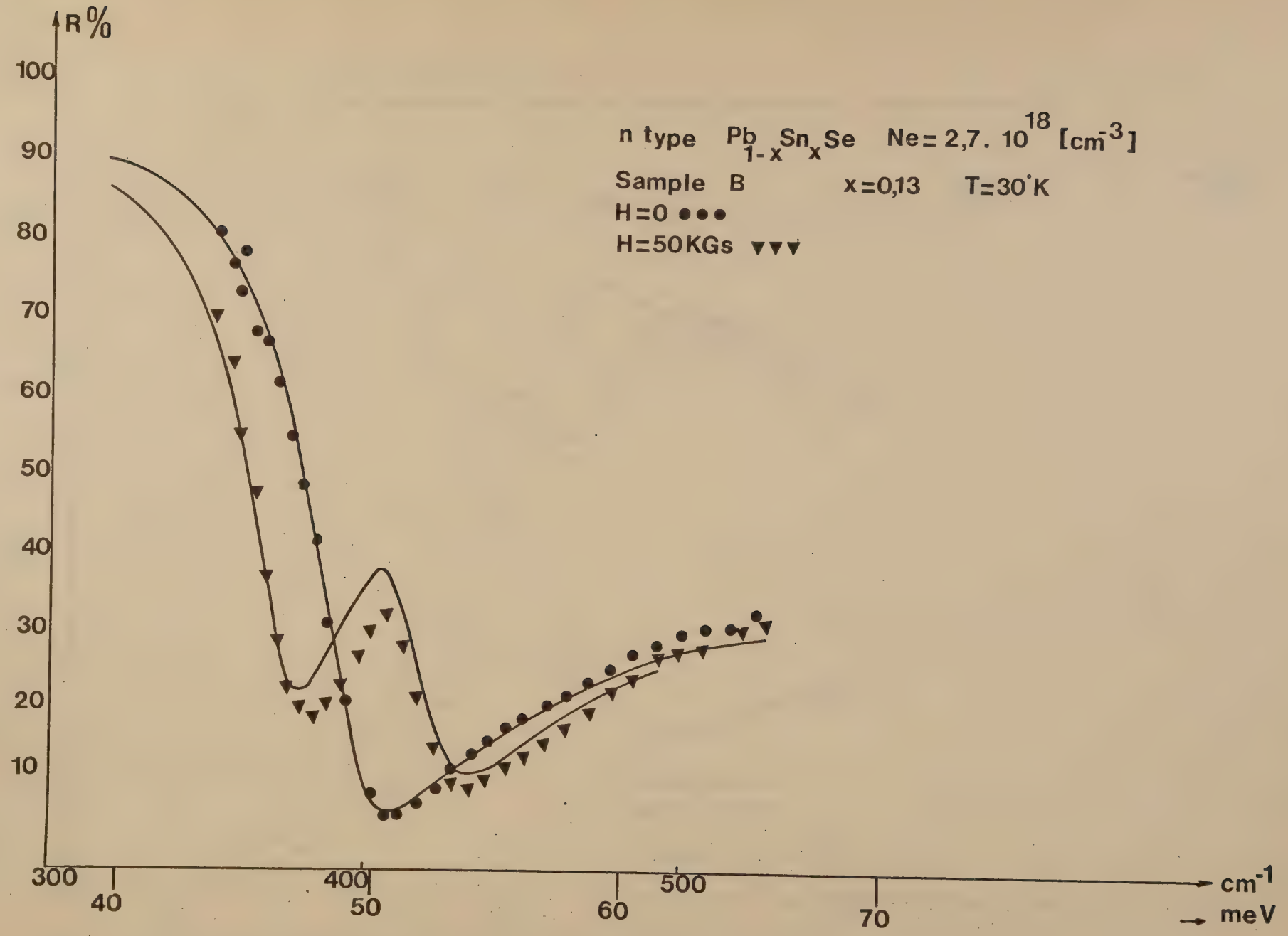


Fig 28 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité et magnétoréflectivité à 30 K pour l'échantillon B de $Pb_{1-X}\,Sn_X\,Se$.

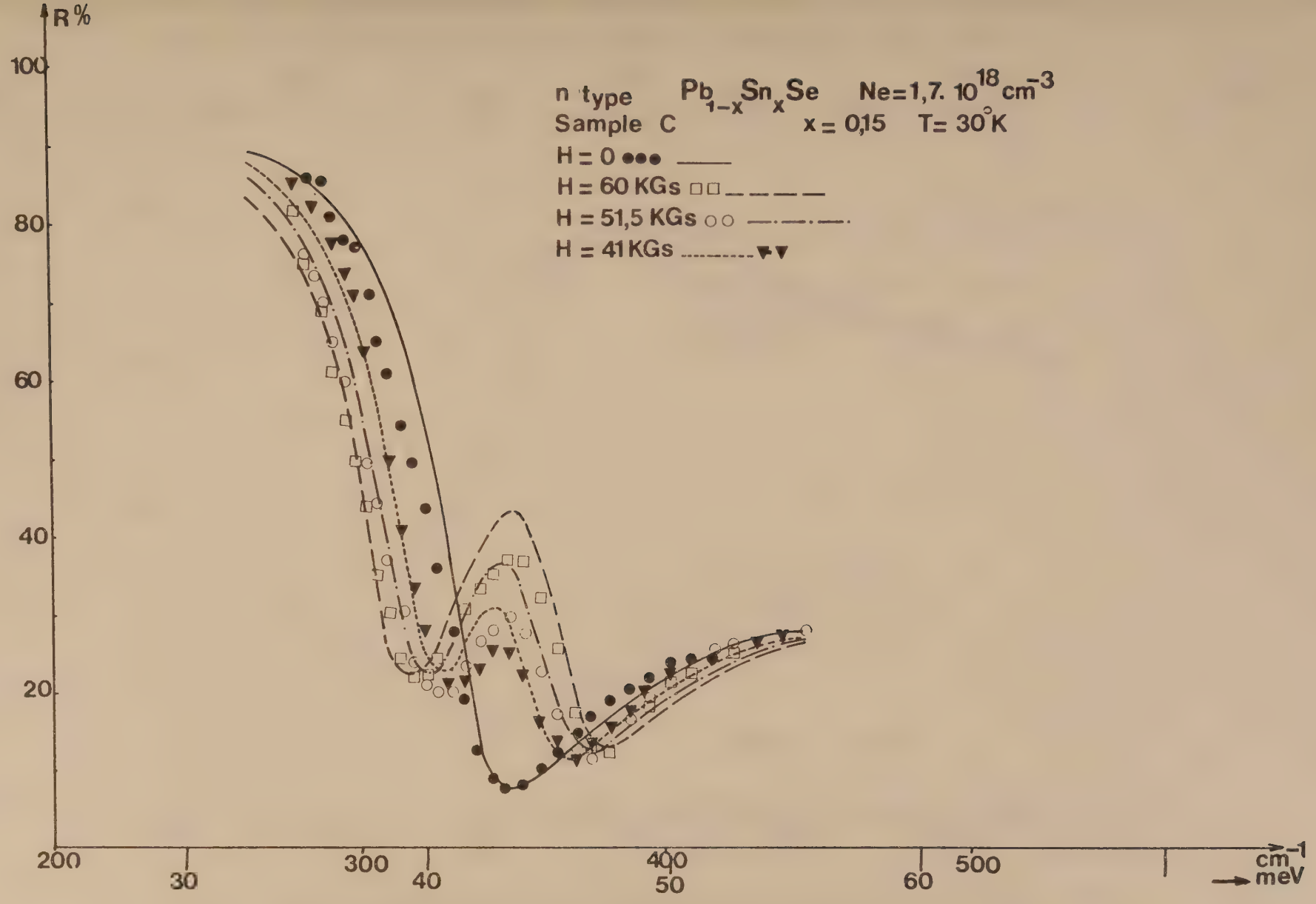


Fig 29 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité et de magnétoréflectivité à 30 K pour l'échantillon C de $Pb_{1-x}\ Sn_x\ Se$.

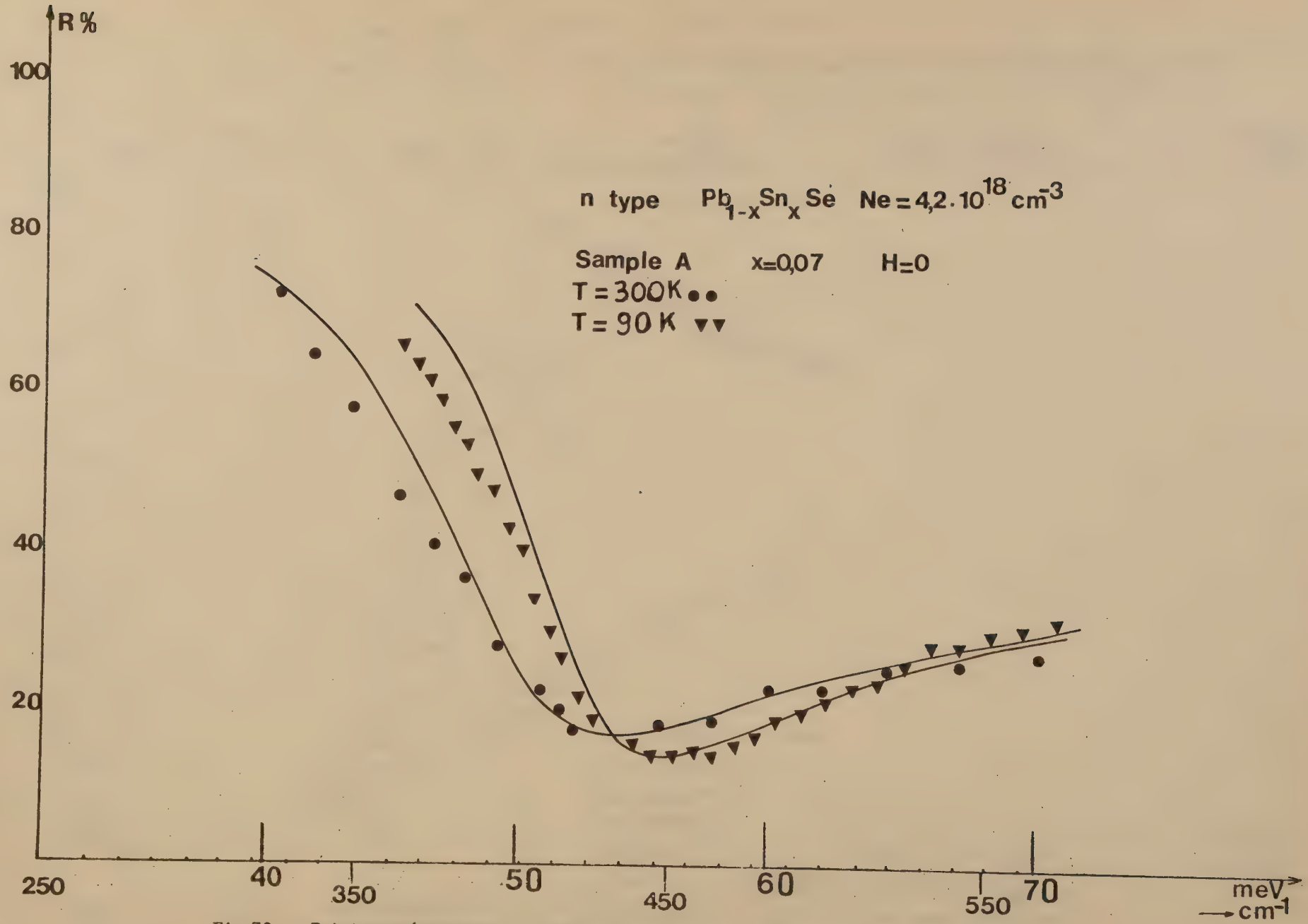


Fig 30 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité à 90 K et 300 K pour l'échantillon A de $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

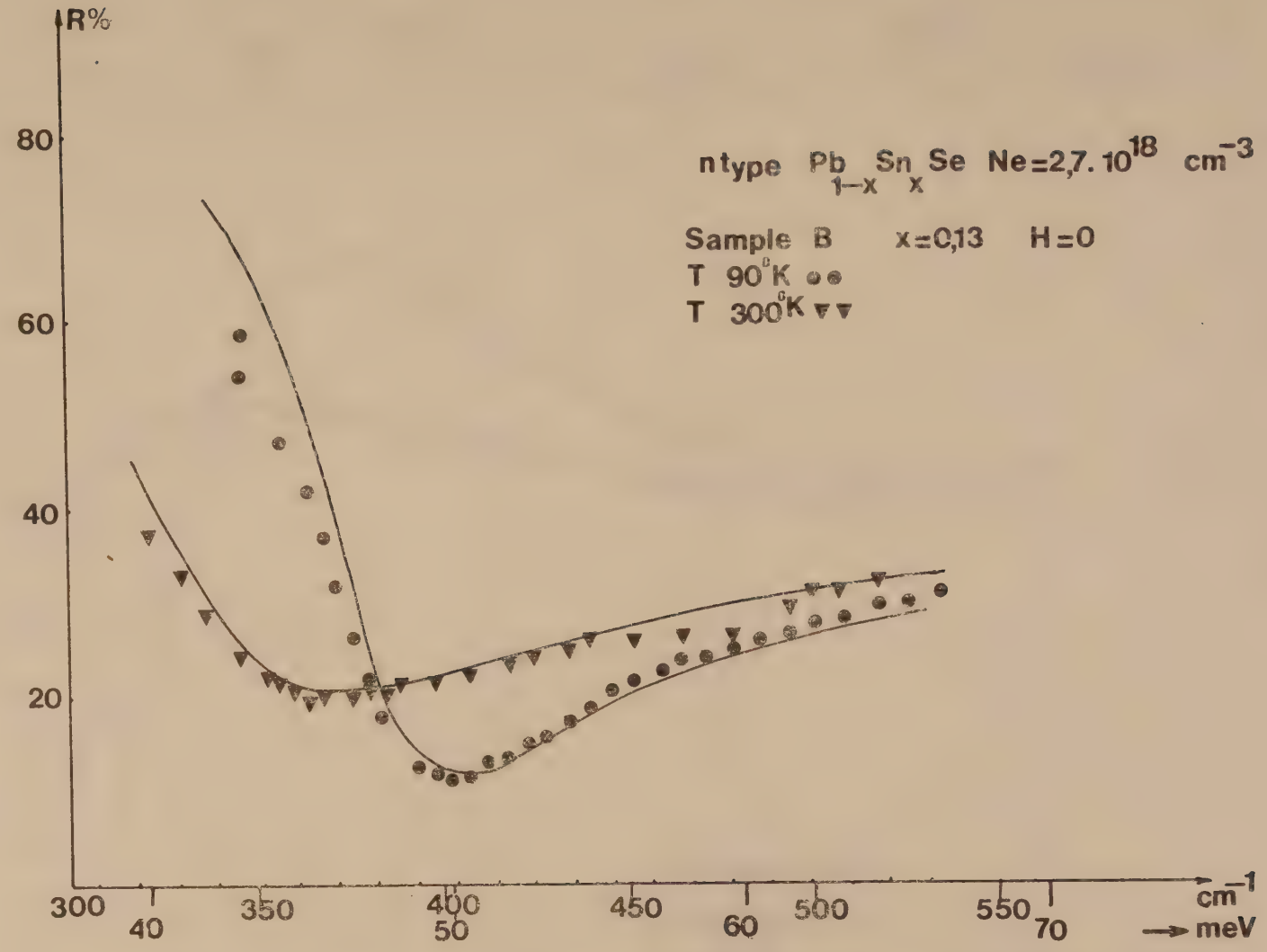


Fig 31 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité à 90 K et 300 K pour l'échantillon B de $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

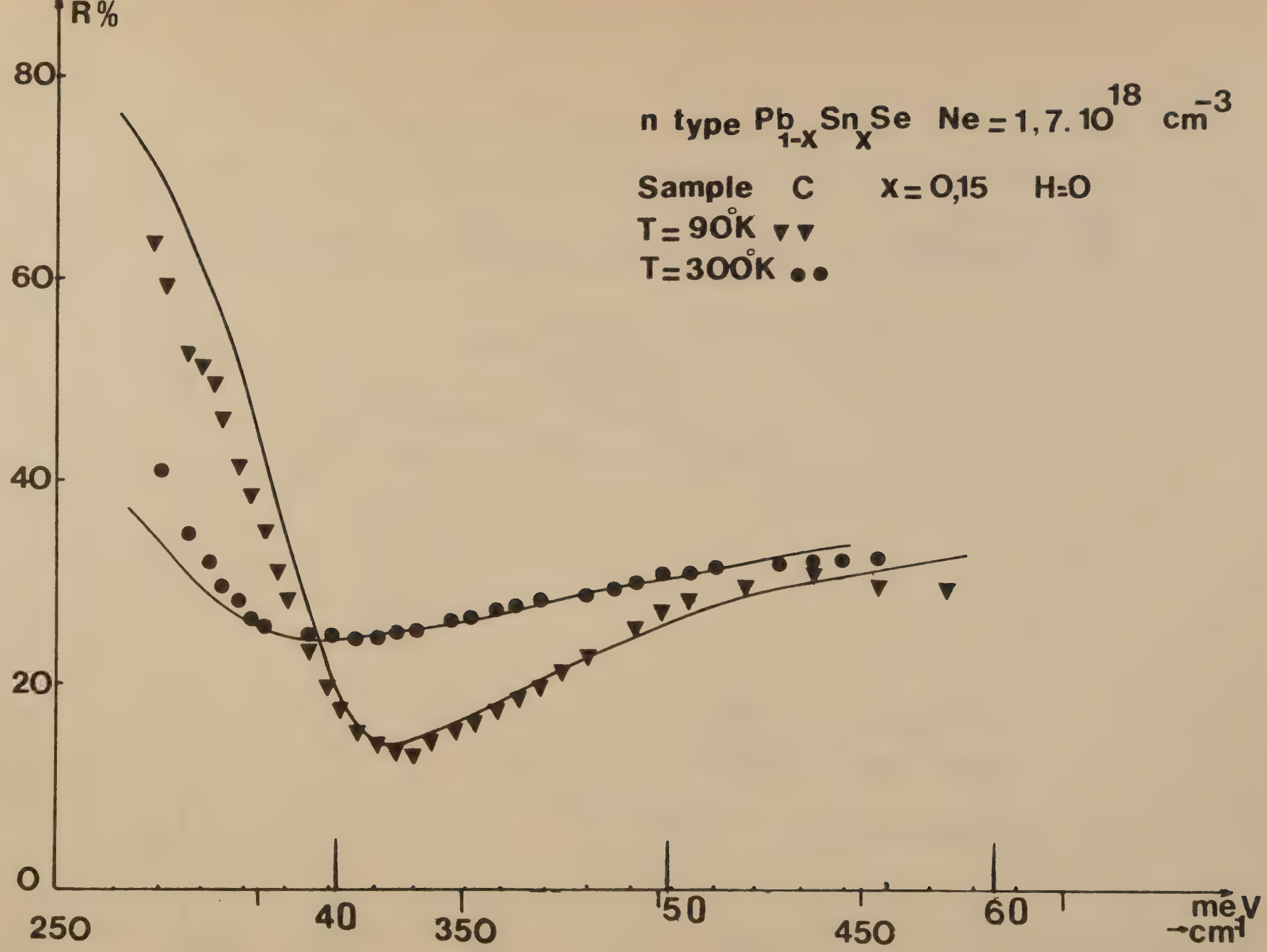


Fig 32 : Points expérimentaux et courbes calculées de réflectivité à 90 K et 300 K pour l'échantillon C de $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

et (2.59)

$$R = \frac{\left(\sqrt{\frac{1}{2}(\varepsilon_r + |\varepsilon|)} - 1\right)^2 + \frac{1}{2}\left[\varepsilon_i^2/(\varepsilon_r + |\varepsilon|)\right]}{\left(\sqrt{\frac{1}{2}(\varepsilon_r + |\varepsilon|)} + 1\right)^2 + \frac{1}{2}\left[\varepsilon_i^2/(\varepsilon_r + |\varepsilon|)\right]}$$

où l'on remplace ω par $\omega + \frac{i}{\tau}$ pour tenir compte de l'amortissement, en considérant le temps de relaxation τ comme constant et en utilisant les valeurs suivantes :

$$\omega_{TO} = 44 \text{ cm}^{-1} \quad (35)$$

$$\omega_{LO} = 155 \text{ cm}^{-1} \quad (36)$$

$\varepsilon_\infty = 26$ valeur proche de celle de la littérature (37) à 30K, $\varepsilon_\infty = 24$ (35) à 90K et $\varepsilon_\infty = 22$ à 300 K (35).

$$K = \frac{m_L^*}{m_T^*} = 1{,}75 \quad (5)$$

Les paramètres ω_p, ω_C et $G = \frac{1}{\tau}$ sont ajustés pour obtenir le meilleur accord pour chaque échantillon entre le spectre théorique et les résultats expérimentaux.

Les tableaux II et III montrent les résultats déduits de cette analyse.

La figure 33 en particulier représente la variation de m_C^* en fonction du nombre de porteurs N_e dans le cas des cristaux de PbSe. La non linéarité de cette variation traduit comme nous le verrons la non parabolicité de la bande de conduction dans ces matériaux.

La figure 34 représente les variations du temps de relaxation en fonction de N_e et aussi en fonction de l'énergie de Fermi E_F. Il s'agit là d'un temps de relaxation déduit de mesures optiques que nous désignerons par τ_{opt}. A partir des valeurs de la mobilité en courant constant $\mu_{d.C.}$ obtenues par nos mesures d'effet Hall : tableau II, nous avons déduit le temps de relaxation à courant continu ou à fréquence nulle $\tau_{d.C.}$. La comparaison entre τ_{opt} et $\tau_{d.C.}$ dans cette première

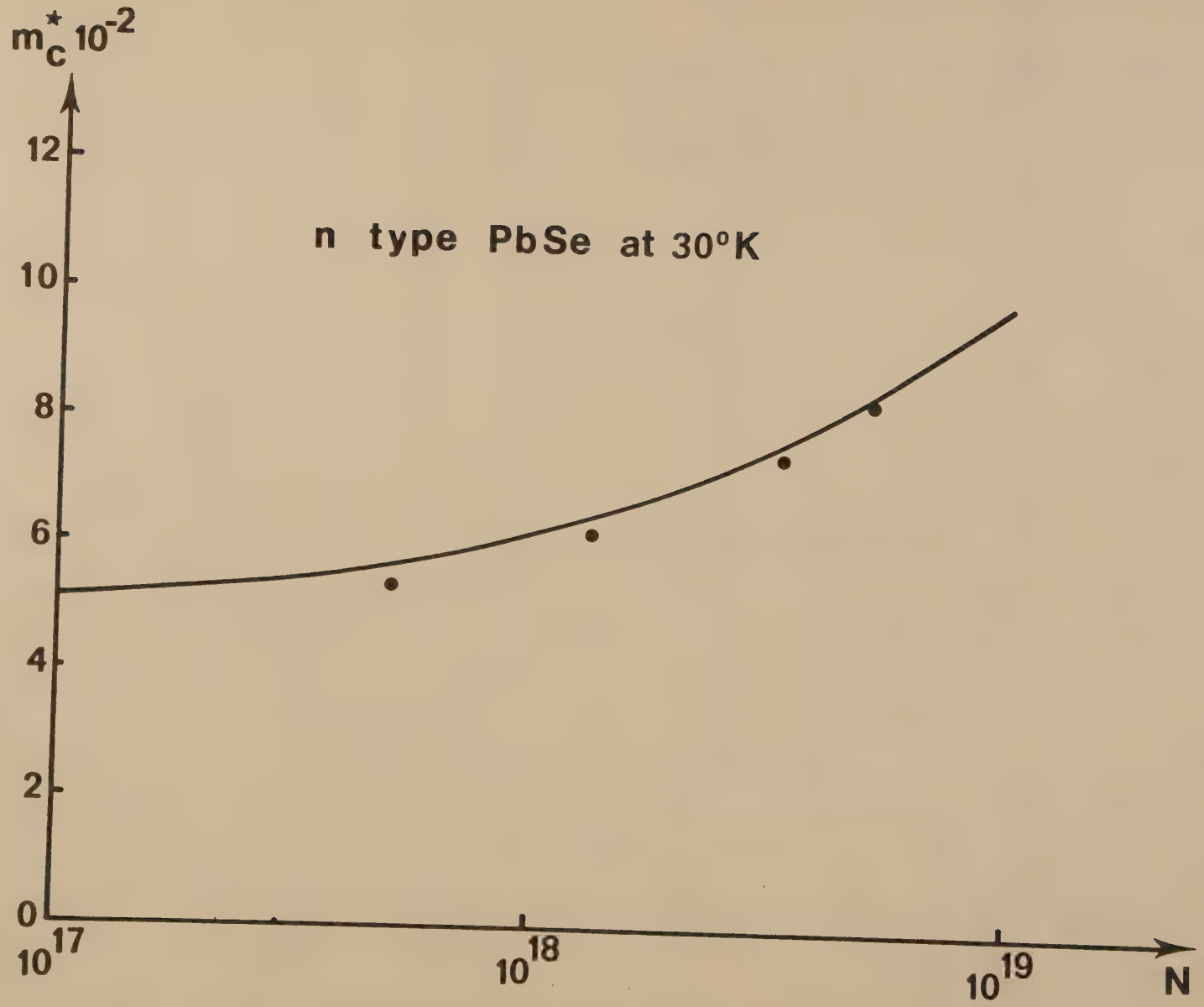


Fig 33 : Points expérimentaux et courbe calculée de la masse effective m_c^* pour PbSe .

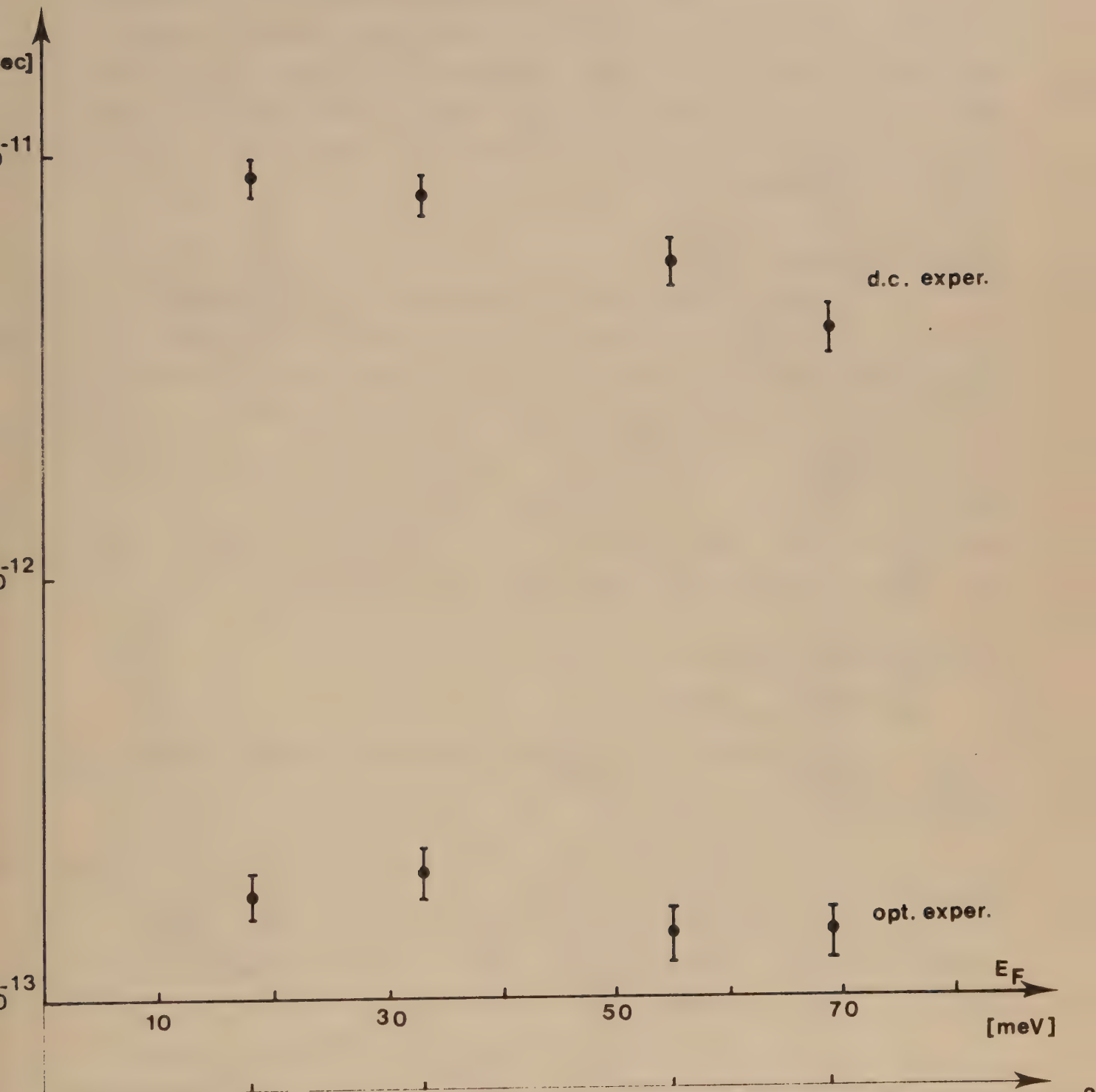


Fig 34 : Temps de relaxation $\tau_{opt.}$ et $\tau_{d.c.}$ dans PbSe .

analyse où l'on considère τ_{opt} comme indépendant de la fréquence, montre que $\tau_{d.C.}$ est supérieur à τopt de deux ordres de grandeur environ dans PbSe - fig.34 et seulement deux à trois fois supérieur dans le cas des mélanges $Pb_{1-x}Sn_xSe$. Cette faible différence est dûe à la mobilité de Hall $\mu_{d.C}$ qui n'a pas une valeur assez élevée dans le cas des mélanges.

2. Deuxième approche

L'analyse précédente montre que si l'ajustement est satisfaisant sur le spectre global, il ne l'est pas au voisinage des minima. D'où l'idée d'essayer d'améliorer l'accord près de ces minima Fig 35-37 en utilisant les valeurs précédentes de ω_p et ω_C dans les expressions (2.52) et (2.59) où l'on considère τ comme paramètre d'ajustement variable en fréquence. Les résultats de cette analyse sont montrés sur les figures 38 et 39 où l'on représente l'amortissement $1/\tau$ en fonction de la fréquence. Ces deux approches sont complémentaires. Nous proposerons une interprétation de ces résultats ultérieurement.

II Absorption cyclotron

A. Résultats obtenus

Les mesures d'absorption cyclotron ont été faites à 4,2K, sur les mêmes échantillons de PbSe et $Pb_{1-x}Sn_xSe$ utilisés pour la magnétoréflectivité.

Nous partons des orientations suivantes du champ magnétique par rapport aux axes cristallographiques : $\vec{H}_o$ // (100), $\vec{H}_o$ // (110) et nous faisons tourner l'échantillon dans son plan. Les sources de lumière sont trois lasers de longueurs d'onde différentes : HCN (337μ), DCN (195μ) et H_2O (119μ).

Les figures 40-42 montrent des spectres d'absorption typiques pour PbSe et PbSnSe pour les deux directions principales (données ci-dessus) du champ magnétique. La valeur du champ à chaque résonance est ensuite représentée en fonction de l'orientation du cristal pour chaque laser.

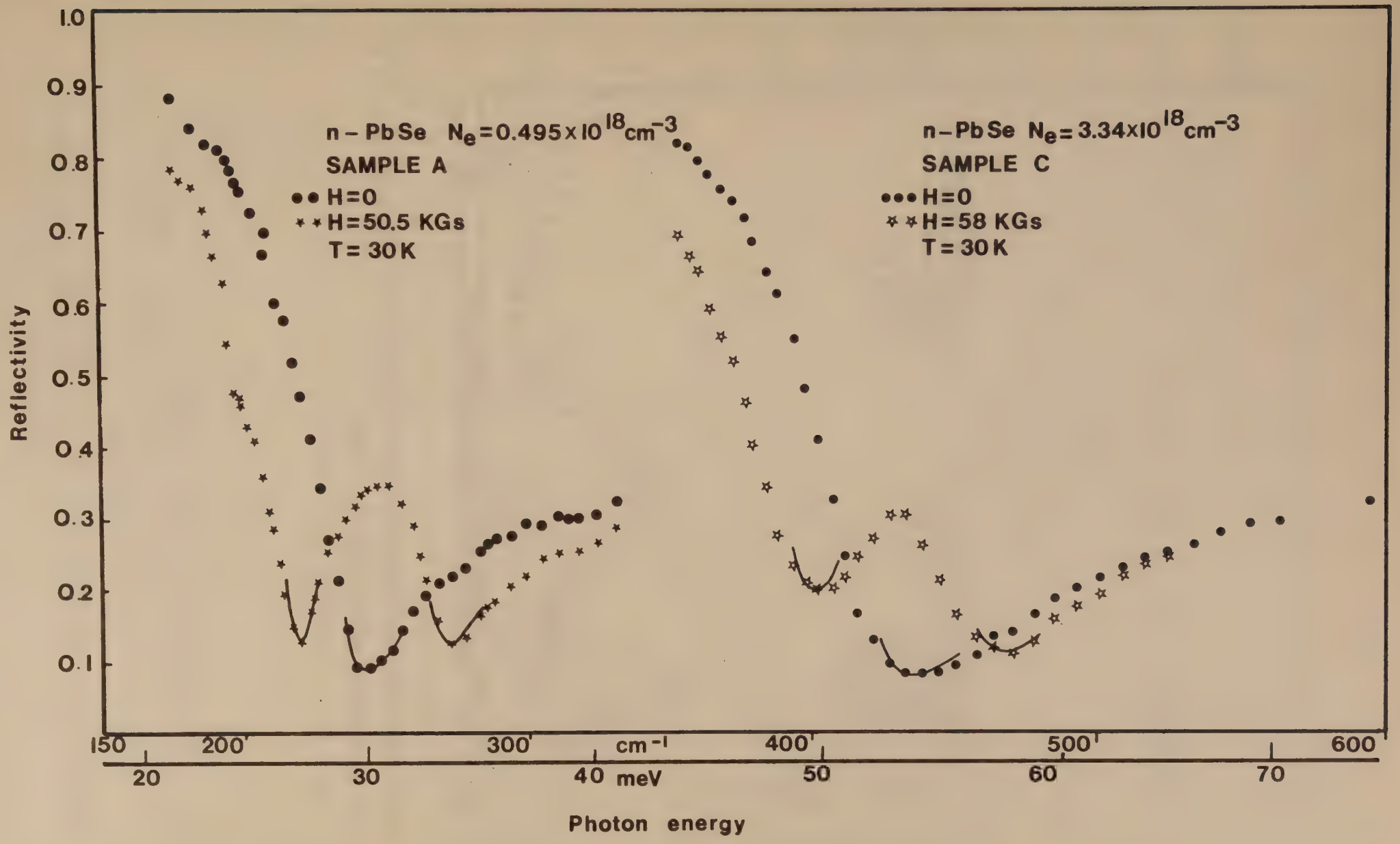


Fig 35 : Points expérimentaux et courbes calculées aux minima de réflectivité à 30 K pourles échantillons A et C de PbSe .

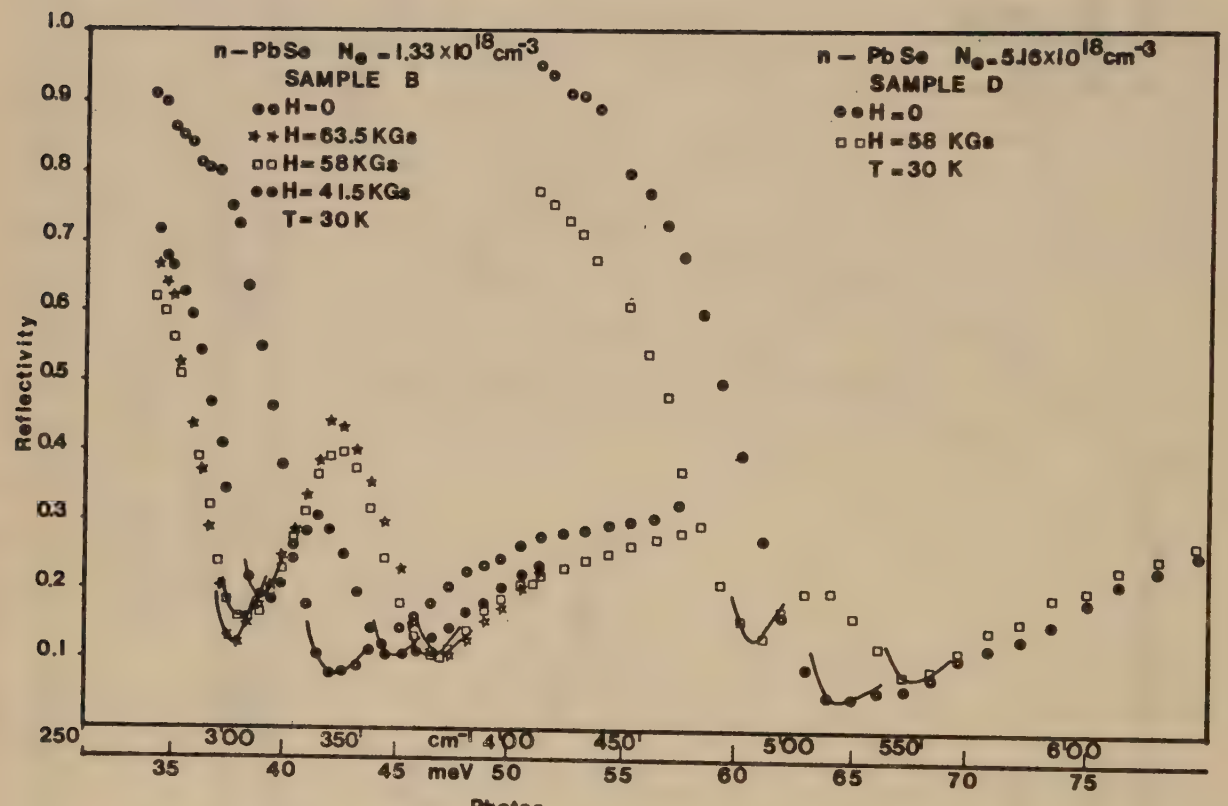


Fig 36 : Points expérimentaux et courbes calculées aux minima de réflectivité à 30 K pour les échantillons B et D de PbSe .

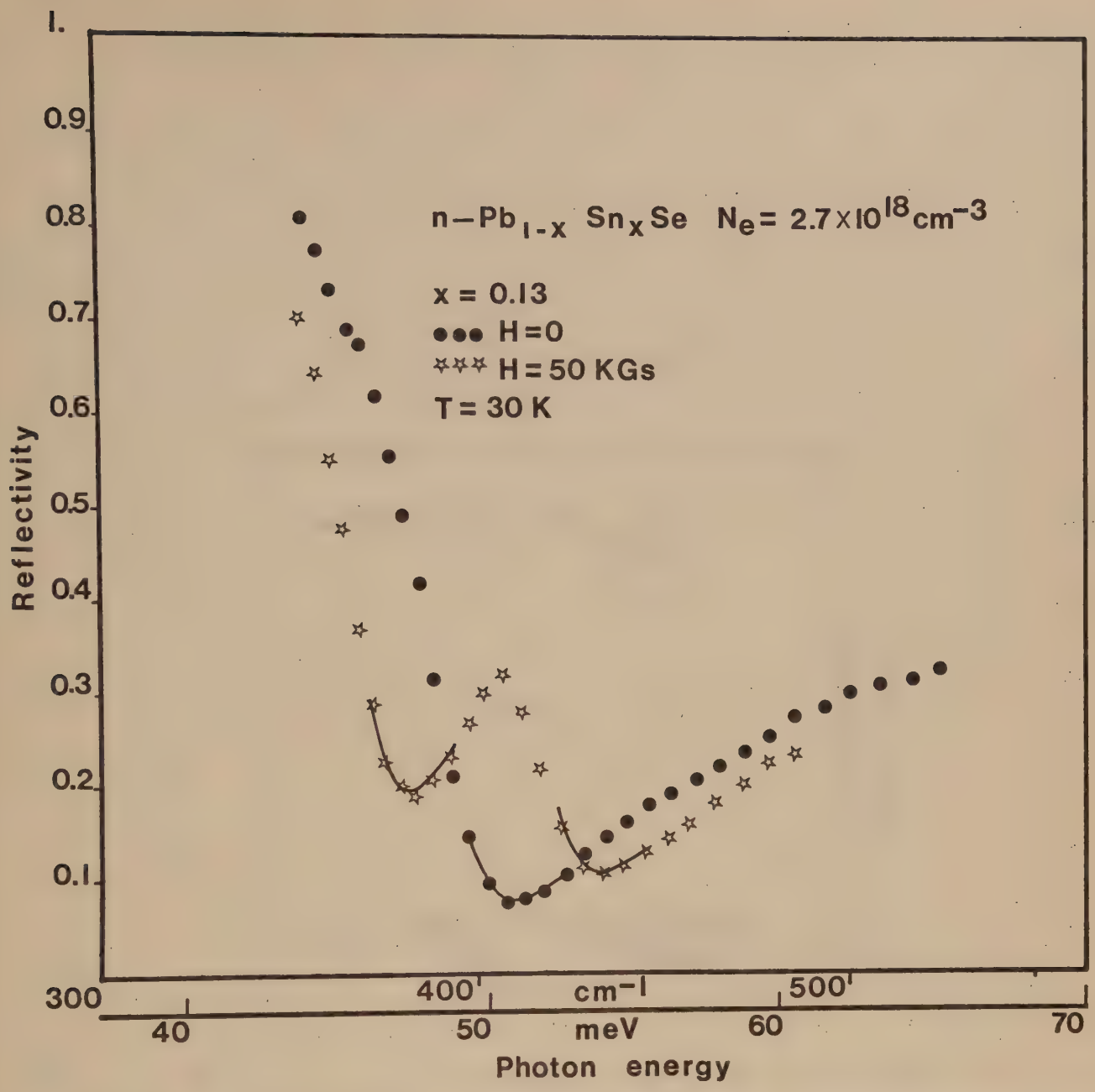


Fig 37 : Points expérimentaux et courbes calculées à 30 K aux minima de réflectivité à 30 K pour l'échantillon B de $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

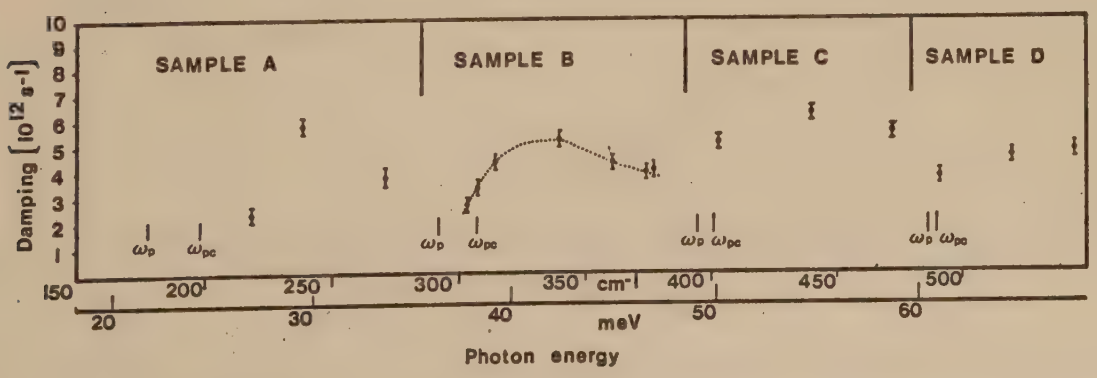


Fig 38 : Amortissement (τ^{-1}) pour les échantillons de PbSe à 30 K dans la région des minima de réflectivité.

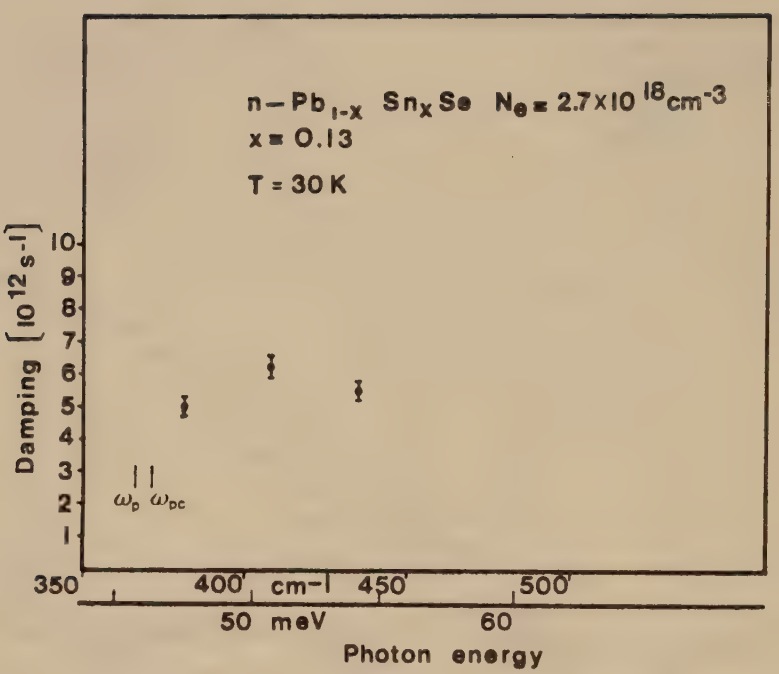


Fig 39 : Amortissement (τ^{-1}) pour l'échantillon B de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ à 30 K dans la région des minima de réflectivité.

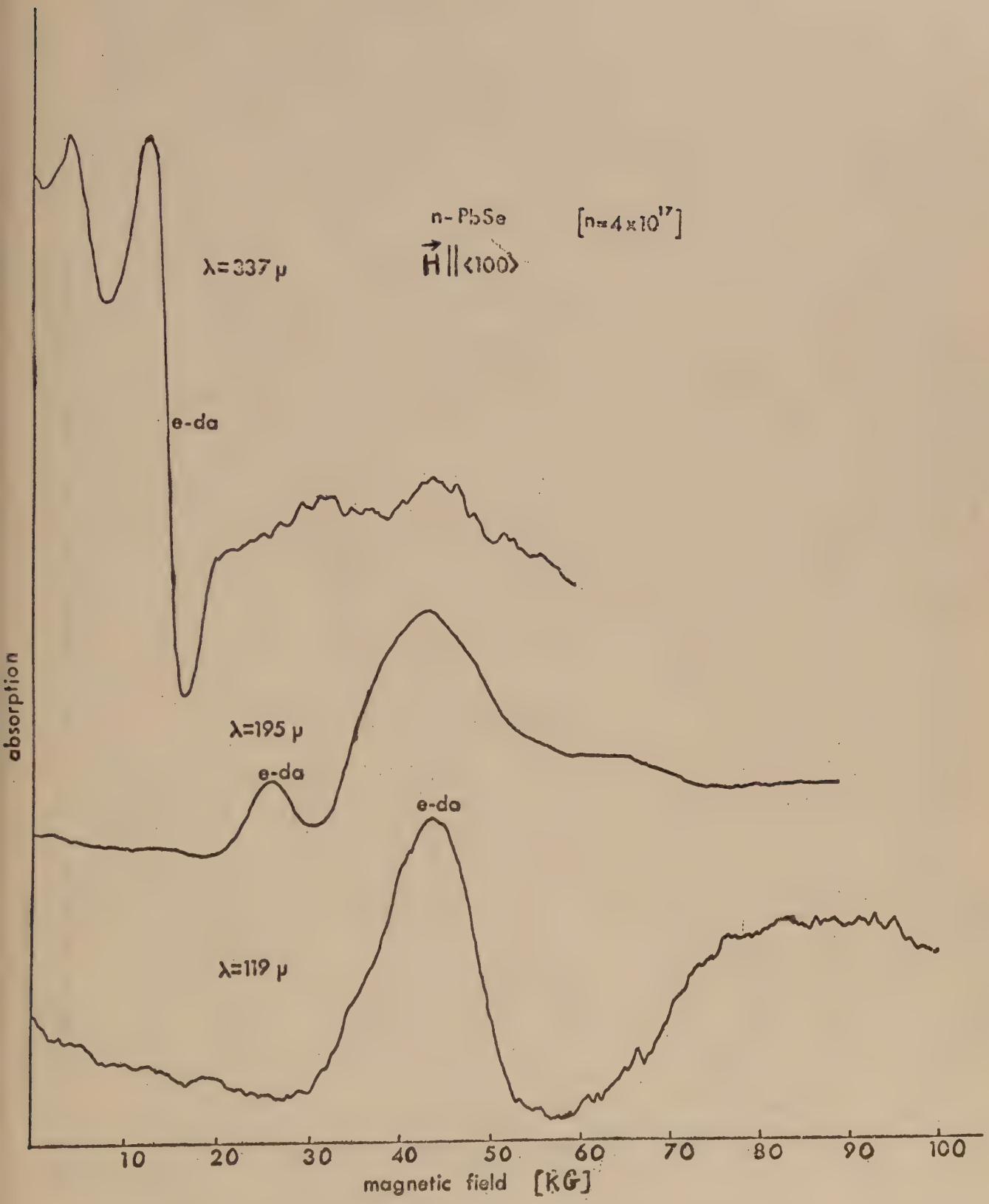


Fig 40 : Absorption cyclotron à 4,2 K pour l'échantillon A de PbSe à différentes longueurs d'onde ; e.d.a. est l'anomalie diélectrique extraordinaire, $\vec{H} // \langle 100 \rangle$.

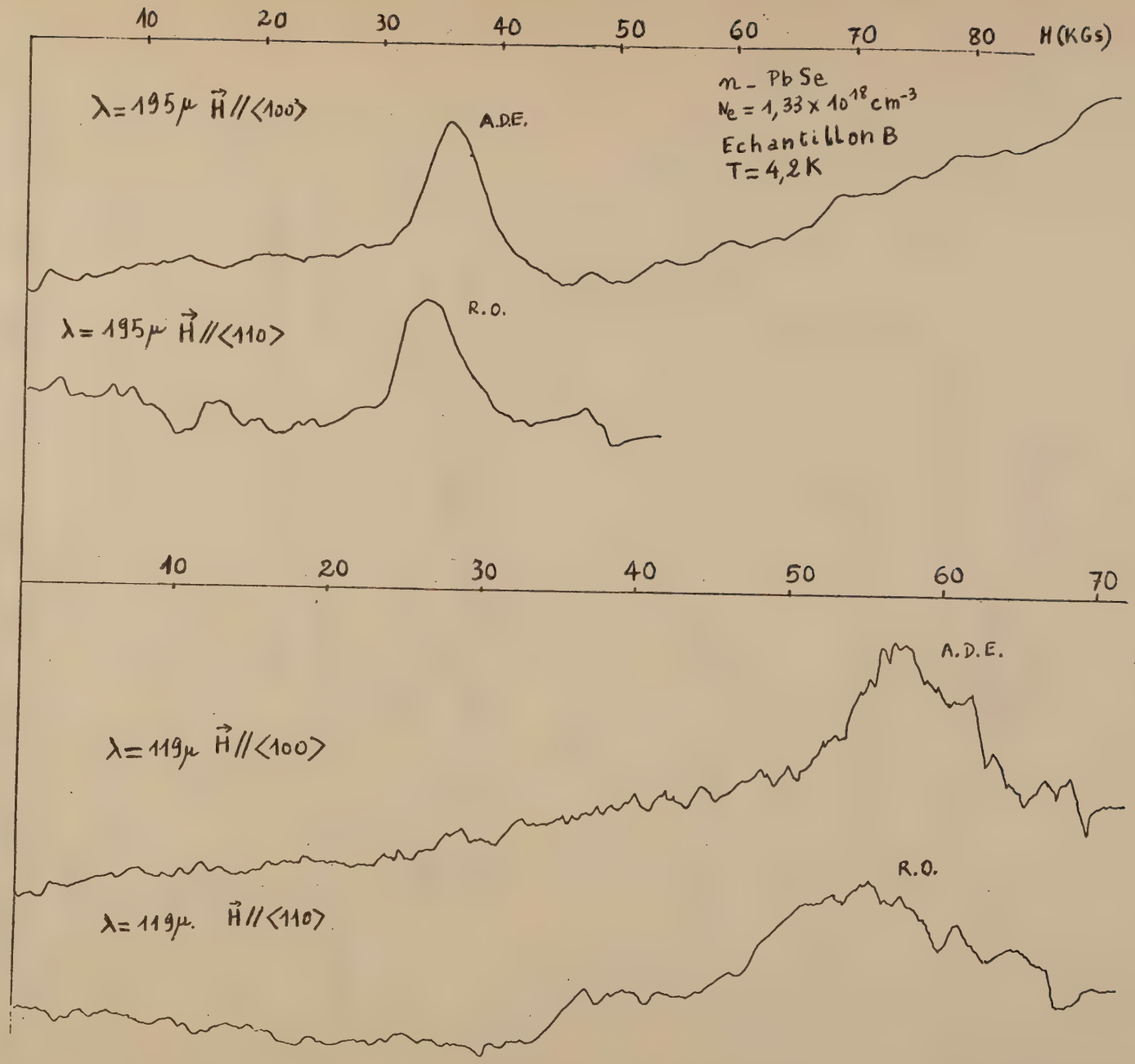


Fig 41 : Absorption cyclotron à 4,2 K pour l'échantillon B de PbSe à différentes longueurs d'ondes

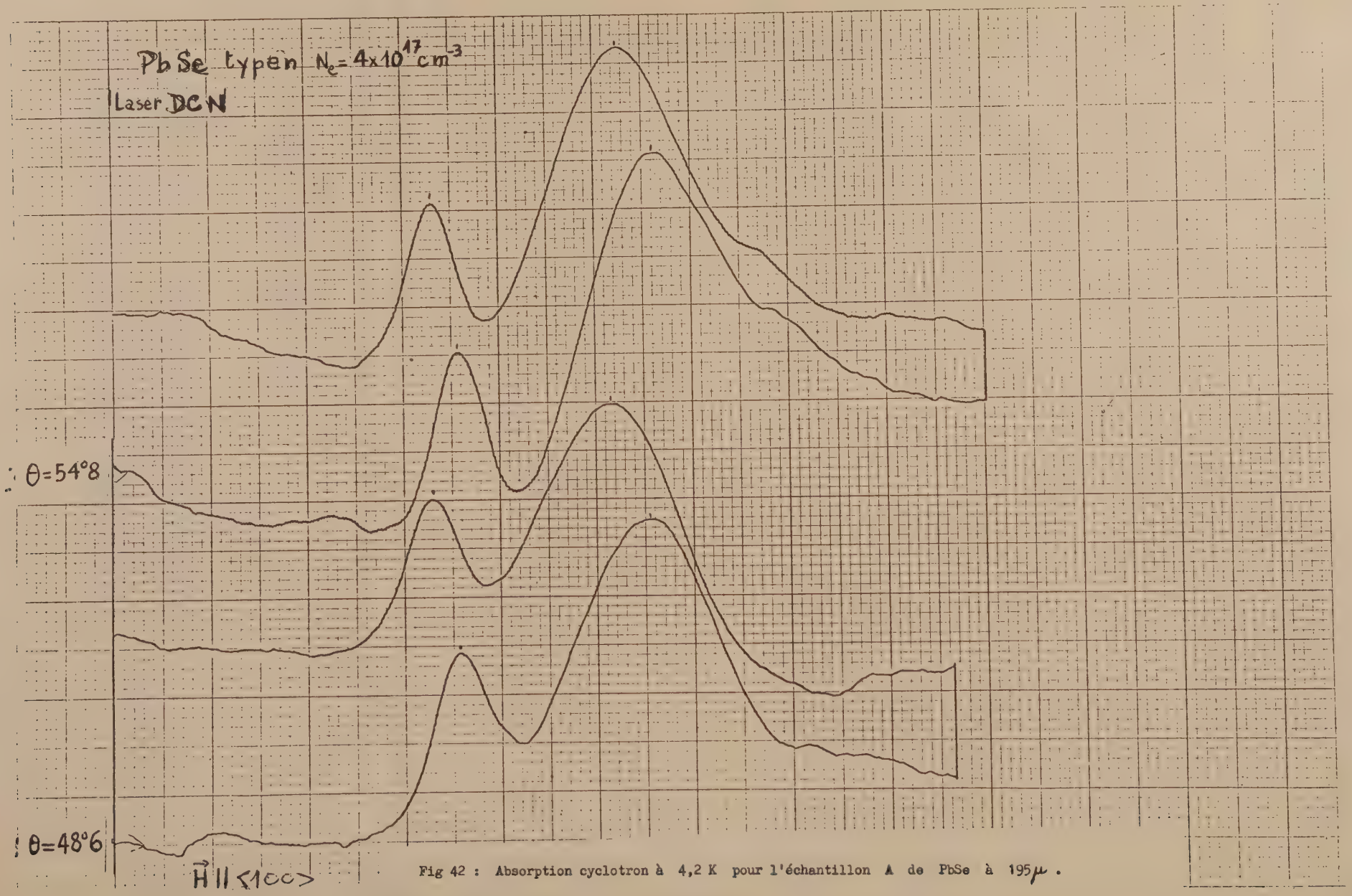


Fig 42 : Absorption cyclotron à 4,2 K pour l'échantillon A de PbSe à 195μ .

Dans le cas de PbSe et PbTe par exemple, on obtient les courbes de la figure 43 pour $\lambda = 195\mu$. On voit déjà que la dépendance de H en fonction de l'orientation est beaucoup plus faible pour PbSe que pour PbTe.

B. Analyse des résultats

Les résonances relatives aux directions principales (100) et (110) correspondent respectivement aux fréquences ω_{eda} et ω_{or} définies dans les deux équations (2.52) et (2.54) d'une part et dans les équations (18) et (19) de la théorie de Nii (24).

Les deux résonances à bas champ fournissent deux conditions sur m_T^* et K qui peuvent être déterminés de cette manière. Le tableau I montre les valeurs de m_T^* obtenues dans notre série de mesures sur $Pb_{1-x}Sn_xSe$ utilisant les relations suivantes :

$$m^*_{eda}\ (100) = m_T^*\ (\frac{1+2K}{2+K})$$

$$m^*_{or}\ (110) = m_T^*\ (\frac{3K}{2K+1})^{1/2}$$

Le paramètre d'anisotropie K varie avec la concentration x : sa valeur décroît lorsque x croît ; ainsi nous avons pris : K = 1,75 pour x = 0, K = 1,40 pour x = 0,07, K = 1,28 pour x = 0,13 et K = 1,175 pour x = 0,15 (38).On peut dire que le paramètre d'anisotropie tend vers l'unité lorsque l'énergie de la bande interdite Eg s'annule.

L'analyse de la figure 43 laisse apparaître quatre pics de résonance dans PbTe pour $\vec{H}_o$ // (110) qui se réduisent à deux pics pour $\vec{H}_o$ // (100) ; dans PbSe il n'en apparaît que deux dans les deux directions principales. La faible valeur du facteur d'anisotropie K pour PbSe ne permet pas de séparer les trois pics de résonance obtenus à champ faible. La séparation des trois pics est possible dans les cristaux de PbTe parce que le facteur d'anisotropie est grand K≈12 (39) figure 43.

La position du quatrième pic obtenu à haut champ diffère de 25% de la valeur prévue par résonance cyclotron (39).

Van Ortenberg (40) a obtenu un pic analogue sur du PbSe de type p et l'a attribué à une combinaison spin-flip-résonance cyclotron

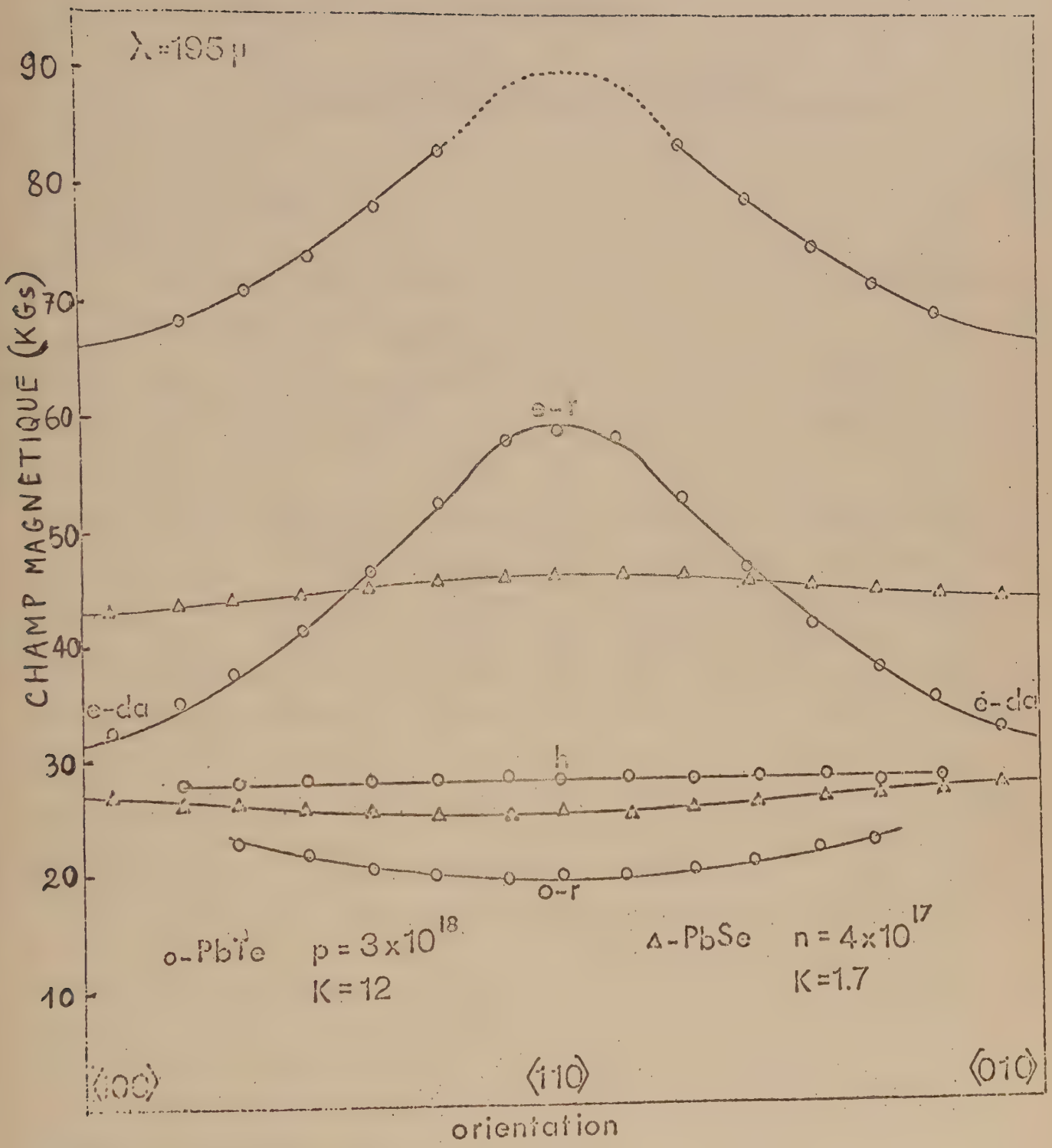


Fig 43 : Points singuliers de l'absorption en fonction de l'orientation $\vec{H}_o$ dans le plan [100].

TABLEAU IV

MASSES EXPERIMENTALES DANS n - $Pb_{1-x}Sn_xSe$

Echantillons			Lasers	Masses expérimentales		m_T^*
X	K	$N_{cm^{-3}}$	λ(μ)	$m^*_{eda}(100)$	$m_{or}(110)$	
0	1,75	$4x10^{17}$	337	0,045	0,039	0,037±0,001
0	1,75	$4x10^{17}$	195	0,0492	0,0451	0,041±0,001
0	1,75	$4x10^{17}$	119	0,0495	0,0462	0,041±0,001
0	1,75	$1,33x10^{18}$	195	0,0638	0,0617	0,055±0,002
0	1,75	$1,33x10^{18}$	119	0,0632	0,0615	0,055±0,002
0,07	1,40	$4,2x10^{18}$	337	—	0,076	0,072±0,003
0,07	1,40	$4,2x10^{18}$	195	0,0755	0,0701	0,066±0,001
0,07	1,40	$4,2x10^{18}$	119	0,072	0,070	0,065±0,002
0,13	1,28	$3,8x10^{18}$	195	0,0733	—	0,068±0,001
0,15	1,175	$2x10^{18}$	195	0,0349	—	0,033±0,003

la valeur du champ pour le spin-flip est :

$$H_{SF} = \frac{\omega_{laser}\, C}{\frac{\cancel{n}e}{m^*} - g\beta} \quad \text{avec } \beta = \frac{e\cancel{\hbar}}{2m_o C}$$

Mais $H_{RC} = \dfrac{\omega_{laser}\, m^* C}{e}$

et le rapport des deux :

$$\frac{H_{SF}}{H_{CR}} = \left(1 - g\frac{m^*}{2m_o}\right)^{-1}$$

Pour les composés IV-VI Lashkarev (41) a vérifié expérimentalement par des mesures de susceptibilité magnétique, que $g(k)\, m^*(k)$ est approximativement une constante indépendante de l'orientation. Ainsi H_{SF}/H_{RC} et $(1 - g\frac{m^*}{2m_o})^{-1}$ devraient être constants. Cette prédiction n'est pas en accord avec les résultats expérimentaux qui montrent que pour le quatrième pic : $H = H_{RC} + C^{te}$. L'explication de ce phénomène est actuellement en cours.

Une dernière remarque reste à faire dans l'étude de l'absorption cyclotron. Le laser HCN de plus basse fréquence donne un pic de résonance Azbel Kaner (42) dû à un effet non local : la non localité produit la résonance non seulement pour $\omega = \omega_C$ mais également pour $\omega = 2\omega_C$, $3\omega_C$ etc... qui sont les harmoniques de ω_C. Nous ne discuterons pas des effets non locaux dans cette étude. Remarquons cependant que les lasers de fréquences plus élevées ne montrent pas d'harmoniques ; ceci est dû probablement au fait que le rapport R/δ du rayon cyclotron à la profondeur de peau décroît lorsque la fréquence augmente.

III. Difficultés et limites expérimentales

A. Echantillons

Les pics de réflectivité et de magnétoréflectivité sont en principe mieux résolus lorsque la mobilité des porteurs est plus grande. Dans notre cas, utilisant la méthode de Bridgman pour la croissance des cristaux, il s'avère très difficile d'obtenir de fortes mobilités à basse température surtout dans le cas des mélanges.

Par ailleurs une étude de la dépendance de la masse effective en fonction du nombre de porteurs pour chaque concentration x, aurait permis une étude plus systématique de la non parabolicité des bandes. Malheureusement on ne peut contrôler rigoureusement la concentration de porteurs, ni la composition des mélanges. En particulier il aurait été intéressant de travailler sur des concentrations de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} et moins ce qui est actuellement hors de notre portée.

B. Appareillage

Ne disposant pas de densités de porteurs faibles, on peut espérer étudier le mode d'intéraction $\omega_C - \omega_{LO}$ en utilisant des champs magnétiques élevés (16). Une limite à cet égard provient de notre champ qui ne peut dépasser 65 kG, de sorte que $\omega_C < \omega_{LO}$, ce qui nécessirait une étude dans l'infrarouge lointain (au-dessus de 100μ) domaine dans lequel ne peut travailler notre spectromètre conventionnel. Nous avons pu néanmoins utiliser des champs de l'ordre de 100kG dans le cadre des mesures effectuées à Oxford avec des lasers HCN (337μ), DCN(195μ) et H_2O(119μ).

Une technique de modulation en champ magnétique permettrait de mieux résoudre les pics de résonance.

CHAPITRE 5

ETUDE DE LA MASSE EFFECTIVE DES ELECTRONS LIBRES DANS LES SELS DE PLOMB

INTRODUCTION

Les mesures effectuées sur les échantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ nous ont conduit à la détermination de la masse effective en fonction du nombre de porteurs N_e et de la concentration x. Nous avons obtenu la masse effective de conductivité m^*_C par les mesures de réflectivité et magnétoréflectivité et la masse effective transverse m^*_T par les mesures d'absorption cyclotron.

Nous allons analyser ces deux masses effectives et les comparer aux modèles théoriques.

I. Analyse de la masse effective de conductivité m^*_C

A. Modèle de bande utilisé

Pour déterminer la structure de bandes et en déduire une expression théorique de la masse effective m^*_C, nous avons utilisé un modèle à six bandes. On voit sur la figure 3 que le modèle à six bandes au point L est obtenu à partir du modèle à quatre bandes quand on y inclut l'intéraction spin-orbite. L'intéraction entre la bande de conduction la plus basse et la bande de valence la plus haute peut être traitée exactement au premier ordre, tandis que l'intéraction avec les bandes plus éloignées dans la direction (111) doit être introduite comme une perturbation du deuxième ordre.

Il existe deux traitements différents utilisant un modèle à six bandes : celui de Dimmock (43) et celui de Martinez (6).

Dans le traitement de Dimmock, les éléments de matrice utilisés sont ceux de Lin et Kleinman (44). L'équation de dispersion de l'énergie s'écrit :

$$\left[E - \frac{1}{2}Eg - \frac{\hbar^2}{2m_t^-}(k_x^2 + k_y^2) - \frac{\hbar^2}{2m_\ell^-}k_z^2\right]\left[E + \frac{1}{2}Eg + \frac{\hbar^2}{2m_t^+}(k_x^2+k_y^2) + \frac{\hbar^2}{2m_\ell^+}k_z^2\right]$$

$$= \frac{\hbar^2}{m^2}\left[P_\perp^2(k_x^2 + k_y^2) + P_{//}^2 k_z^2\right] \qquad (5.1)$$

où Eg est le seul paramètre connu ; $P_{//}$ et $P_\perp$ sont les éléments de matrice des moments transverse et longitudinal entre les extrêma des bandes de valence et de conduction ; $m_\ell^\pm$ et $m_t^\pm$ représentent les contributions aux masses effectives transverse et longitudinale des bandes extrmes L_6^+ et L_6^- , dûes aux intéractions $\vec{k}.\vec{p}$ avec les autre bandes prises au deuxième ordre. Les deux racines en E de l'équation (5.1) représentent les bandes de valence et de conduction. L'origine de l'énergie est prise au milieu de Eg.

Melngailis, Harman et Kernan (45) ont comparé cette théorie aux mesures Shubnikov de Haas dans $Pb_{1-x}Sn_xSe$ et ont trouvé un bon accord pour la masse cyclotron et le facteur g de ces composés.

Le traitement de Martinez (6), repose sur un calcul de perturbation du troisième ordre qui conduit à un meilleur accord entre les valeurs expérimentales et théoriques de la masse effective m^* lorsque $Eg \leqslant 90meV$ (à0K). Lorsque $Eg \gtrsim -90meV$, un calcul de perturbation du deuxième ordre est suffisant et donne des résultats équivalents à ceux du modèle de Dimmock.

Dans notre cas, Eg est toujours positif, donc le calcul au troisième ordre n'est pas nécessaire, mais pour des raisons de commodité nous comparons nos résultats expérimentaux aux résultats théoriques de Martinez qui sont alors équivalents à ceux de Dimmock.

L'expression de l'énergie au deuxième ordre est donnée par :

$$E = \frac{A+C}{2} k_t^2 + \frac{D+B}{2} k_z^2 \pm \left[\frac{E_g^2}{4} + \left(\frac{C-A}{2} Eg + F\right) k_t^2 + \left(\frac{D-B}{2} Eg + H\right) k_z^2 \right]^{1/2} \quad (5.2)$$

avec $k_t^2 = k_x^2 + k_y^2$

Les constantes A,B sont négatives, C, D, F, H sont positives. Les masses effectives s'expriment par (6) :

$$\frac{1}{m_{tc,v}} = C + A \pm 2 \frac{(C-A)(E_g/2)+F}{E_C(\vec{k}) - E_v(\vec{k})} \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{m_{\ell c,v}} = D + B \pm 2 \frac{(D-B)(E_g/2) + H}{E_C(\vec{k}) - E_v(\vec{k})}$$

où les signes + et - se rapportent respectivement à la bande de conduction et la bande de valence.

B. Masse effective de conductivité m_C^*

La masse effective mise en jeu est celle de conductivité au niveau de Fermi, elle est définie par

$$\frac{1}{m_C^*} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_L^*} + \frac{2}{m_T^*}\right) \quad (5.4)$$

Les expressions (5.3) donnent les masses effectives m_C^*

$$\frac{3}{m_C^*} = D + B + 2(C+A) \pm \frac{\left[(D-B)(E_g/2)+H\right] + 2\left[(C-A)(E_g/2) + F\right]}{\left\{(E_g^2/4) + \left[(C-A)(E_g/2)+ F\right]k_t^2 + \left[(D-B)(E_g/2)+H\right]k_z^2\right\}^{1/}}$$

La racine carrée au dénominateur représente $\frac{1}{2}\left[E_C(\vec{k})-E_v(\vec{k})\right]$ On peut montrer que (6) dans la mesure où l'énergie n'est pas trop grande et où les bandes de valence et de conduction peuvent être considérées comme symétriques, cette expression peut être approximée par $(E_g/2)+E$. D'où

$$\frac{3}{m_C^*} = D + B + 2(C+A) \pm \frac{(D-B)(E_g/2)+H + 2\left[(C-A)(E_g/2)+F\right]}{(E_g/2) + E}$$

En posant $\frac{3}{m_C^*} = \frac{3}{m_{C_o}^*}\Big|_{E=0}$ et en donnant en première approximation une variation linéaire de la masse effective avec E_g c'est-à-dire $m_C^* = \alpha E_g$, on arrive à :

$$m_C^* = m_{C_o}^* \frac{(E_g/2) + E}{(E_g/2)\left\{1+ \frac{2\alpha E_g}{3}\left[D+B+2(C+A)\right]\right\}}$$

Pour une bande interdite de 90 meV et une énergie E de 100meV, le terme entre parenthèse vaut 1,01 ; d'où en première approximation :

$$m_C^* = m_{Co}^* \left(1+ \frac{2E}{E_g}\right) \qquad (5.5)$$

Cette expression est analogue à celle qu'on obtient dans un modèle simplifié à deux bandes (9) mais il convient de remarquer ici que m_{Co}^* résulte du modèle à six bandes.

Tenant compte de la relation entre la densité et l'énergie des électrons au niveau de Fermi dans un gaz d'électrons dégénérés (46), nous obtenons :

$$m_C^* = m_{Co}^* \left[1+ \frac{2(3\pi^2)^{2/3}\hbar^2 N_e^{2/3}}{f_o m_{Co}^* E_g}\right]^{1/2} \qquad (5.6)$$

avec $f_o = W^{2/3}\frac{2K+1}{3K^{2/3}}$; W est le nombre de minima ici W = 4.

En utilisant (5.6), nous avons calculé la masse effective de conductivité des échantillons de PbSe en fonction du nombre de porteurs : figure 33. Pour tracer la courbe de cette figure, nous avons pris les paramètres suivants : K = 1,75 (9), E_g = 0,150 eV (6). Nos points expérimentaux sont en bon accord avec les calculs théoriques dans le domaine de concentration $5x10^{17}$ à $5x10^{18}$ cm^{-3}. Les valeurs expérimentales de la masse effective de conductivité m_C^* pour les échantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ sont données dans le tableau V ; ce tableau donne également les valeurs théoriques correspondantes de Martinez dont l'ensemble est représenté dans la figure 44.

Le tableau V montre que l'accord est bon à 10% près pour les échantillons A et D c'est-à-dire ceux pour lesquels x = 0,07, mais qu'il ne l'est pas pour les échantillons B et C (x = 0,13 et x = 0,15). Ceci n'est pas surprenant puisque nous sommes proches de la valeur zéro de l'énergie de la bande interdite et que celle-ci n'est pas connue avec beaucoup de précision.

II. Analyse de la masse effective transverse m_T^*.

Il s'agit d'analyser la masse effective transverse m_T^* à partir de nos expériences d'absorption cyclotron (47).

Melngailis et coauteurs ont montré que le modèle simplifié de Kane à deux bandes n'explique pas de manière satisfaisante les résultats déduits des mesures de Shubnikov de Haas.

Dans le tableau VI les prédictions théoriques des modèles à six bandes et à deux bandes sont comparées avec les résultats expérimentaux. Les valeurs de E_F sont celles données par Martinez (6). Les valeurs numériques fournies par le tableau VI montrent que le modèle à six bandes décrit les résultats de manière plus satisfaisante que le modèle à deux bandes. Le modèle de Martinez semble satisfaisant au moins jusqu'à des concentrations de porteurs de l'ordre de $5x10^{18}$ cm^{-3}.

Par conséquent l'ensemble de nos résultats sur la masse effective des électrons libres dans PbSe et les mélanges PbSnSe semble confirmer la validité du modèle à six bandes du moins jusqu'à des concentrations de l'ordre de $5x10^{18}$ cm^{-3}.

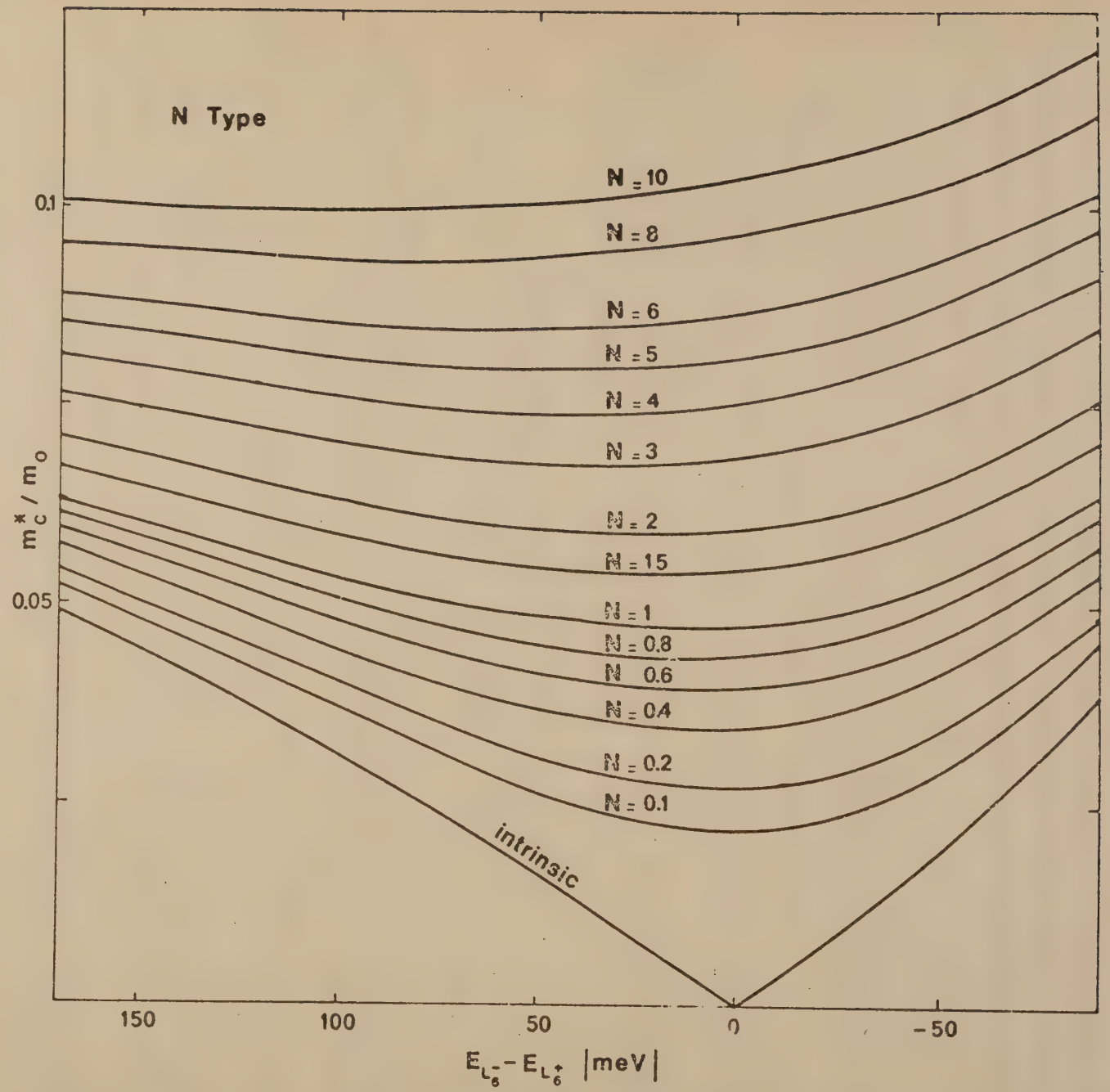


Fig 44 : Masse effective de conductivité à concentration de porteurs donnée en fonction de la largeur de la bande interdite. [6] .

III. Influence du champ magnétique sur la masse effective.

Quand un champ magnétique $\vec{H}_o$ est appliqué dans la direction (111) (direction de l'axe Oz), les niveaux de Landau sont donnés par les solutions d'un déterminant séculaire 4 x 4 (48). Il en résulte une équation du quatrième degré pour l'énergie. Cependant si l'on suppose que les bandes de valence et de conduction sont des bandes miroirs, le déterminant contient seulement les puissances paires de E ; on en déduit alors la solution suivante pour la bande de conduction (43) :

$$E^e(n,s,k_z) = \left(\left\{\left[\left(\frac{E_g}{2} + \frac{h^2k_z^2}{2m_c} + h\omega\left(n+\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}s\right)\right)^2 + |E_g|\,h\tilde{\omega}\left(n+\tfrac{1}{2}+\tfrac{1}{2}s\right)\right]^2 - \frac{E_g}{|E_g|}\,\frac{1}{2}\,s\,(h\omega - g\mu_B H_o)\right\}^2 + \frac{P_{//}^2}{m^2}\,h^2k_z^2\right)^{1/2} \qquad (5.8)$$

Dans cette équation $\tilde{\omega} = \dfrac{eH_oE_\perp}{m_c|E_g|}$, $\omega = \dfrac{eH_o}{m_tC}$, $m_t^+ = m_t^- = m_t$,

$m_\ell^+ = m_\ell^- = m_\ell$, $g = g_\ell^+ = g_\ell^-$, μ_B est le magnéton de Bohr et $s = \pm 1$ est le nombre quantique de spin.

L'énergie de la bande de valence est obtenue en faisant $E^V = -E^C$. Le zéro de l'énergie est au milieu de la bande interdite

Dans la limite classique ou $h\omega_C \ll E_F$, $m^*_{\omega C}$ et m^*_C sont pratiquement égales. Mais quand le champ H_o augmente, $m^*_{\omega_C}$ peut être très différent de m^*_C parce que les énergies impliquées dans les transitions de résonance cyclotron peuvent se distinguer nettement du niveau de Fermi E_F. Dans la limite quantique où $h\omega_C > E_F$, quand seule est possible la transition la plus basse, $m^*_{\omega C}$ pour un semiconducteur isotrope est donnée par la relation (16).

$$m^*_C = m^*_o\left[1 + \frac{4\hbar\omega_C}{E_g}\right]^{1/2} \qquad (5.9)$$

où m^*_o est la masse effective en bas de bande.

Palik, Teitler et Wallis (49) ont obtenu la masse effective par des mesures de résonance cyclotron sur des composés III-V et en ont déduit une variation de cette masse avec le champ magnétique à basse température. La figure 45 tirée de leur publication (49) illustre bien cette variation ; elle est d'autant plus importante que la masse effective est plus faible.

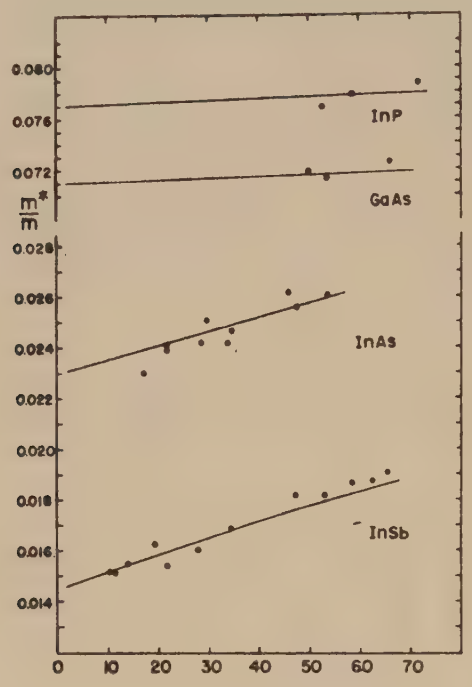


Fig 45 : Variation de la masse effective m^* avec le champ magnétique des composés III-V [49]

Stimets et Lax (16) ont donné la valeur du champ magnétique pour laquelle la condition de limite quantique est atteinte pour un échantillon de InAs de type n avec $N_e = 2 \times 10^{17} cm^{-3}$. La valeur de H_o est importante 119 kG.

Un calcul approximatif pour l'échantillon A de PbSe : $N_e = 0{,}495 \times 10^{18} cm^{-3}$ $E_F = 18meV$ montre que $h\omega_c > 18meV$ signifie que $H_o > 100kG$ et que par conséquent c'est seulement au delà de cette valeur du champ que la masse effective sera sensible à l'influence du champ magnétique.

TABLEAU V

Echantillon	Composition	$N_e(cm^{-3})$	m^*_c/m_o experim.	m^*_c/m_o theory
A	0.07	4.2×10^{18}	0.079 ± 0.008	0.076
B	0.13	2.7×10^{18}	0.071 ± 0.014	0.066
C	0.15	1.7×10^{18}	0.060 ± 0.012	0.056
D	0.07	6.5×10^{18}	0.089 ± 0.008	0.090

Paramètres des échantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ obtenus par les mesures de réflectivité et de magnétoréflectivité.

TABLEAU VI

COMPARAISON DES RESULTATS AVEC LES THEORIES A 6 BANDES ET A 2 BANDES

Echantillons

X	N(cm^{-3})	E_g(meV)	E_F(meV)	m_T^* Exp.	m_T^* 6 bandes	m_T^* 2 bandes
0	$4x10^{17}$	145	11	0,040	0,041	0,043
0	$1,33x10^{18}$	145	44	0,055	0,061	0,059
0,07	$4,2x10^{18}$	75	80	0,067	0,065	0,059
0,13	$3,8x10^{18}$	20	110	0,068	0,068	0,060
0,15	$2x10^{18}$	0	70	0,032	0,034	0,036

CHAPITRE 6

MECANISMES DE RELAXATION

INTRODUCTION

L'étude des mécanismes de relaxation se ramène en général à un calcul du temps de relaxation.

Dans une première étape le calcul des courbes de réflectivité et de magnétoréflectivité nous a révélé pour PbSe une différence de deux ordres de grandeur environ : $\tau_{d.C.} >> \tau_{opt}$ entre le temps de relaxation obtenu par des mesures de Hall $\tau_{d.C.}$ et celui obtenu par des mesures optiques τ_{opt} aux basses températures, et une différence moins grande pour les mélanges $Pb_{1-x}Sn_xSe$.

Une distinction entre ces deux temps de relaxation a déjà été observée dans les composés IV-VI ; les écarts les plus forts sont apparus aux basses températures dans n-PbTe (50) et p-PbSe (51)

Une justification de ce phénomène est fournie par la grande différence qui existe entre la constante dielectrique statique ε_o et la constante dielectrique haute fréquence ε_∞; le rapport $\varepsilon_o/\varepsilon_\infty$ est plus grand que 10.

Par ailleurs le fait que : $\tau_{d.C.} >> \tau_{opt}$ suggère que τ_{opt} à basse température dans PbSe et PbTe est déterminé par un mécanisme dépendant fortement de la fréquence, $\tau_{d.C.}$ est associé à d'autres mécanismes qui ne dépendent pas de la fréquence ; une description de ces phénomènes de transport est fournie par l'article de revue(52).

Pour essayer d'expliquer le comportement de τ_{opt} , nous avons été amenés à considérer le caractère fortement ionique des sels de plomb c'est-à-dire la forte intéraction polaire entre les électrons et les phonons optiques longitudinaux (53,54). Mais cette intéraction électron-phonon L.O. n'est pas la seule à intervenir. Le fait que $\tau(\omega)$ présente une bosse près des minima de réflectivité nécessite une explication supplémentaire ; celle-ci a pu être donnée en considérant l'intéraction du plasma avec les impuretés ionisées (55).

Nous examinerons donc ces deux intéractions : électron-phonon d'une part et plasmon - impureté ionisée d'autre part. Mais avant d'entreprendre le calcul de τ, il convient de donner quelques précisions sur ces ceux intéractions.

I. Considérations sur les deux intéractions

Nous étudierons les deux intéractions dans la région spectrale où la fréquence de plasma ω_p est supérieure à ω_{LO} : $\omega_p >> \omega_{LO}$.

La résolution de l'équation (2.38) pour $q \simeq 0$:

$$\varepsilon(\omega,o) = \varepsilon_\infty \left[\frac{\omega^2-\omega_{LO}^2}{\omega^2-\omega_{TO}^2} - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \right] = 0$$

nous a fourni les modes normaux $\omega_+(o)$ et $\omega_-(o)$ dûs à l'intéraction électron-phonon dans les cristaux polaires. Burstein Pinczuk et Wallis (56) ont calculé approximativement les modes normaux $\omega_+(q)$ et $\omega_-(q)$ solutions de l'équation $\varepsilon(\omega,q) = 0$. Ces modes sont représentés dans la figure a

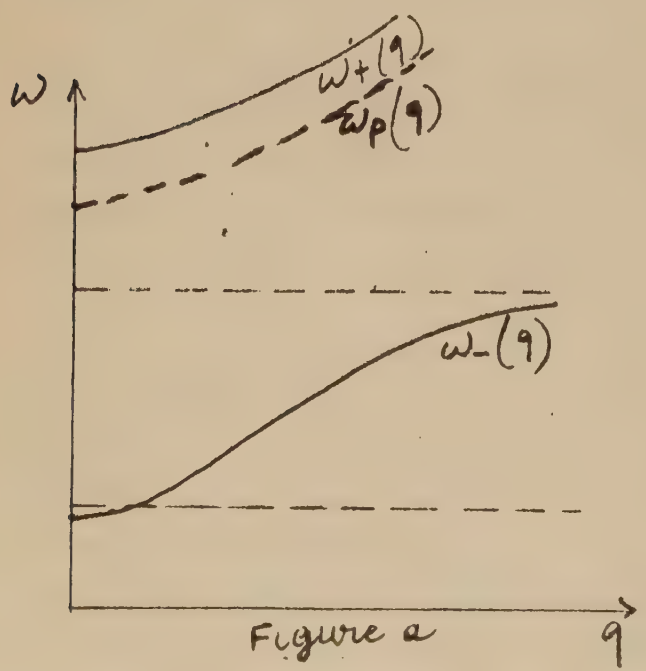


Figure a

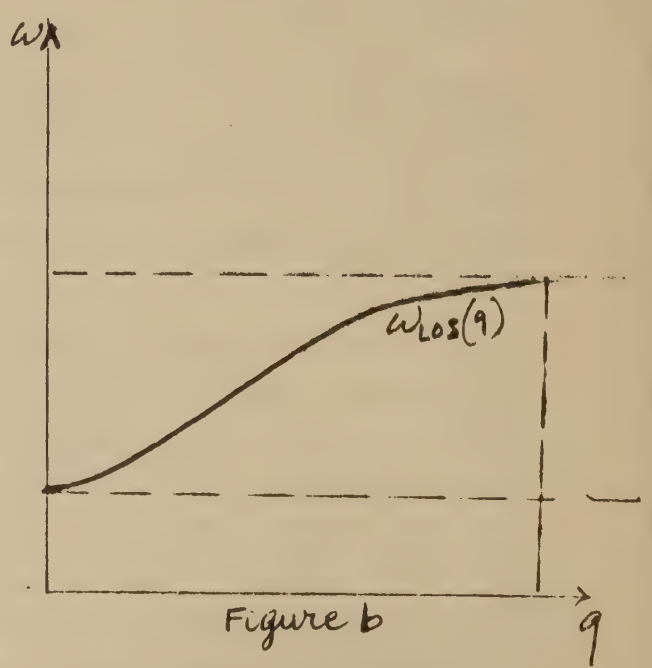


Figure b

Parallèlement Cowley et Dolling (57) par des expériences de diffraction de neutrons ont obtenu à basse température la courbe de dispersion du phonon L.O. en fonction de q pour un échantillon de PbTe lorsque ce phonon est écranté de façon statique par les porteurs libres lorsque $q<k_F$; nous avons sa fréquence par $\omega_{LOS}(q)$: fig b.

L'examen des deux figures a et b montre que $\omega_-(q) \tilde{\sim} \omega_{LOS}(q)$. Ceci signifie que les modes $\omega_-(q)$ ont un caractère de phonon écranté.

Le mode $\omega_-(q)$ ou $\omega_{LOS}(q)$ croît de façon monotone jusqu'à la valeur asymptotique ω_{LO} lorsque q est de l'ordre de $q_{T.F.}$ - vecteur d'onde de Thomas Fermi-dont nous donnerons la valeur dans le paragraphe suivant.

La figure a donne d'autre part la courbe de dispersion du mode $\omega_+(q)$; en général $\omega_+(q) \geq \omega_p(o)$ qui représente la fréquence de plasma pour q = 0.

Pour une valeur assez grande du nombre de porteurs N_e (cas des métaux) on peut avoir $\omega_+(q) \tilde{\sim} \omega_p(q)$.

La dispersion des plasmas en fonction de q s'écrit (58) :

$$\omega_p^2(q) = \omega_p^2(o) + \frac{3}{5} v_F^2 q^2 + \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m^*}\right)^2 \qquad (6.1)$$

où v_F est la vitesse des électrons libres au niveau de Fermi.

Dans notre cas les mesures sont faites à basse température. Seules interviennent l'intéraction plasmon-impureté ionisée avec création et annihilation d'un plasmon et l'intéraction électron-phonon. Dans cette intéraction seul le processus d'émission d'un phonon est possible ; les vrais modes sont ω_- et ω_+ et on traite $\omega_-(q)$ comme $\omega_{LOS}(q)$.

II. Intéraction électron-phonon

Dans les cristaux polaires, l'intéraction électron-phonon avec émission d'un phonon L.O. à basse température joue un rôle important dans l'absorption des porteurs libres. Pour les hautes fréquences -$\omega\tau >> 1$-, un traitement du type Drude Zener montre que $\tau(\omega)$ est lié à la partie réelle de la conductivité des porteurs libres qui correspond à l'absorption par :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{4\Pi}{\varepsilon_\infty} \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 Re\ \sigma(\omega) \qquad (6.2)$$

Il existe deux traitements quantiques différents de l'absorption des porteurs libres.

Le premier est une approche à une particule (59,60) dans laquelle des effets à n corps peuvent être partiellement inclus par l'intermédiaire de l'effet d'écran statique dû aux électrons libres (61,62).

Le deuxième utilise la théorie à n corps ; il est plus valable que le premier mais nécessite des calculs numériques plus compliqués (63-65).

Nous allons donc utiliser la première approche en nous aidant de la théorie établie par Haga et Kimura (66,67). Ces derniers ont calculé le coefficient d'absorption d'InSb en introduisant un élément de matrice d'intéraction écranté, sans tenir compte de l'écrantage du phonon L.O.

En fait l'effet d'écran des porteurs libres se traduit par deux effets dont il faut tenir compte dans le calcul du coéfficient d'absorption α:

- Effet d'écran sur l'élément de matrice d'intéraction électron-phonon L.O.
- Effet d'écran sur la fréquence du phonon L.O. : ω_{LO} devenant $\omega_{LOS}(q)$.

Il s'agit ici d'étendre la théorie de Haga et Kimura en incluant $\omega_{LOS}(q)$.

Nous calculerons dans un premier temps $\tau(\omega)$ pour la température T ≠ OK que nous étendrons ensuite au cas T→OK.

A. Calcul de $\tau(\omega)$ pour T ≠ OK

1. Partie imaginaire de la fonction dielectrique

Le coefficient d'absorption α dû à l'intéraction électron phonon s'écrit :

$$\alpha = \frac{\omega}{cn} \varepsilon_2 (\omega) \qquad (6.3)$$

$\varepsilon_2 (\omega)$ est la partie imaginaire de la fonction diélectrique des porteurs intéragissant avec les vibrations de réseau.

A partir de la théorie de perturbation du deuxième ordre pour le calcul de l'élément de matrice de transition, Haga et Kimura (65) obtiennent pour $\varepsilon_2(\omega)$:

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{2}{3} \frac{V}{(2\Pi)^4} \frac{e^4}{(\hbar\omega)^4} \sum_{\eta=sc.} \sum_{\beta=a,e} \iint d^3\vec{k} d^3\vec{k}' \left| H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}} \right|^2 \left| \nabla E_{\vec{k}'}, -\nabla E_{\vec{k}} \right|^2$$

$$\times g(\beta)\, f_{\vec{k}}(1-f_{\vec{k}'})\, (E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} + h\omega_{\eta} - h\omega_{\beta}) \qquad (6.4)$$

V est le volume du cristal ; $E_{\vec{k}}$ est l'énergie de l'électron de vecteur d'onde $\vec{k}$. η dénote les processus de diffusion des électrons dont les éléments de matrice sont donnés par $H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}}$ et $f_{\vec{k}}$ est la fonction de distribution de Fermi à la température T.

$$f_{\vec{k}} = \left[\exp (E_{\vec{k}} - E_F)/k_B T + 1 \right]^{-1} \qquad (6.5)$$

La première somme dans (6.4) porte sur l'absorption et l'émission d'un photon : $\beta = a$ se refère à l'absorption d'un photon auquel cas $\omega_a = \omega$, et $g(a) = 1$ et $\beta = e$ à l'émission d'un photon par un électron auquel cas $\omega_e = -\omega$ et $g(e) = -1$; dans nos calculs seule intervient l'absorption d'un photon. La deuxième somme dans (6.4) porte sur les différents processus de diffusion des électrons : phons, impuretés etc... : nous ne considérerons que l'absorption et l'émission d'un phonon L.O.

2. Elément de matrice d'intéraction électron-phonon L.O.

L'élément de matrice correspondant à l'intéraction électron-phonon L.O. a été établi par Ehrenreich (68) ; pour une bande parabolique l'élément de matrice au carré s'écrit :

$$|H^{n}_{\vec{k}',\vec{k}}|^2 = \frac{16\pi^2 e^2 e^{*2}}{2Mv_a V\omega_{LO}} \left[\frac{q}{q^2+1/\ell_D^2}\right]^2 \begin{matrix} n_{LO} \\ n_{LO}+1 \end{matrix} \qquad (6.6)$$

$$n_{LO} = \frac{1}{\exp \frac{\hbar\omega_{LO}}{kT} - 1}$$ concerne l'absorption d'un phonon L.O.

et $n_{LO} + 1$ l'émission d'un phonon L.O. ; ℓ_D est le rayon d'écrantage ; e^{*2} est le carré de la charge effective fournie par Callen (69) $e^{*2} = \frac{1}{2\pi} Ma^2\omega_{LO}^2 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_o^{-1})$; $v_a = 2a^3$ est le volume d'une cellule unitaire. Ehrenreich tient compte de l'écrantage de $|H^{n}_{\vec{k}',\vec{k}}|^2$ en introduisant $1/\ell_D^2$ dans le terme entre crochets de (6.6) ; la fréquence ω_{LO} n'est pas écrantée. Dans notre cas nous avons remplacé ω_{LO} par $\omega_{LOS}(q)$ fréquence du phonon LO écranté.

Pour les semiconducteurs dégénérés (ce qui est le cas ici), lorsque $\omega_p >> \omega_{LO}$ et $q \leq k_F$ - vecteur d'onde de Fermi, la fonction dielectrique de Lindhard $\varepsilon(q,\omega)$ des électrons libres, peut être approximée par une expression statique $\varepsilon(q,o)$ pour des fréquences $\omega \leq E_F/\hbar$ (57). Dans notre cas ω est peut être un peu plus grand que $E_F/\hbar$, mais il est du même ordre de grandeur de sorte que l'on peut utiliser l'effet d'écran statique plutôt que l'effet d'écran dynamique.

Tenant compte de cette remarque, l'expression (6.6) devient :

$$\left|H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}}\right|^2 = \left|H^{\eta}_{\vec{k}'-\vec{k}}\right|^2 \qquad \text{avec } \vec{k}' - \vec{k} = \vec{q}$$

$$\left|H^{\eta}_{q}\right|^2 = \left[2\Pi e^2 \hbar\omega^2_{LO} / V\, \omega_{LOS}(q)\, q^2\right] (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_o^{-1}) \left[1+ (q_{S\infty}/q)^2\right]^{-2}$$

$$x \left(\left\{ \exp\left[\hbar\omega_{LOS}(q) / k_B T\right] -1\right\}^{-1} - \tfrac{1}{2}\left[g(\eta)-1\right] \right) \qquad (6.7)$$

$g(\eta) = 1$ pour l'absorption d'un phonon

$g(\eta) = -1$ pour l'émission d'un phonon

$q_{S\infty}$ est l'inverse du rayon d'écrantage statique ℓ_D de Debye-Hückel, avec la constante du milieu égale à ε_∞ ; il est donné par l'expression:

$$q_{S\infty} = \left[2^{5/2}\, e^2 m^{*3/2}\, k_B^{1/2} T^{1/2} / \Pi\hbar^3 \varepsilon_\infty \right] \cdot \int_o^\infty y^{1/2} f(y) \left[1-f(y)\right] dy \qquad (6.8)$$

avec $f(y) = \left\{ \exp\left[y-(E_F/kT)\right] + 1\right\}^{-1}$

L'expression de $\omega_{LOS}(q)$ a été établie par Ravich et Morgovskii (66):

$$\omega^2_{LOS}(q) = \omega^2_{LO} \left[1+(\varepsilon_\infty/\varepsilon_o)\,(q_{S\infty}/q)^2\right] / \left[1+ (q_{S\infty}/q)^2\right] \qquad (6.9)$$

3. Expression du temps de relaxation $\tau(\omega)$ pour T ≠ 0K

Dans le calcul de $\tau(\omega)$ nous tiendrons compte du nombre W des minima de la bande de conduction supposée parabolique ; nous négligerons la diffusion intervallée des électrons (70) ; et calculerons seulement la diffusion intravallée des électrons par les phonons

$\omega_{LOS}(q)$.

L'expression (6.2) :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{4\Pi}{\varepsilon_\infty} \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 \mathcal{R}e\, \sigma(\omega),$$

peut s'écrire pour les W minima

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{nCm^* \omega^2 W}{4\Pi N e^2} \alpha = \frac{m^* \omega^3}{4\Pi N e^2} \varepsilon_2(\omega) \qquad (6.10)$$

c'est à dire :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{V e^4 W}{24\Pi^4 \varepsilon_\infty \omega_p^2 \omega} \sum_{\eta=s.c.} \sum_{\beta=a,e} \iint d^3\vec{k}\, d^3\vec{k}' \quad |H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}}|^2$$

$$|\vec{V}E_{\vec{k}'} - \vec{V}E_{\vec{k}}|^2 \; g(\beta)\, f_{\vec{k}}(1-f_{\vec{k}'})\, (E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} + \hbar\omega_\eta - \hbar\omega_\beta) \qquad (6.11)$$

Remplaçant $|\vec{V}E_{\vec{k}'} - \vec{V}E_{\vec{k}'}|^2$ par sa valeur : $\frac{\hbar^4}{m^{*2}} |\vec{k}' - \vec{k}|^2 = \frac{\hbar^4 \vec{q}^2}{m^{*2}}$

et $\omega_p^2 = \frac{4\,Ne^2}{m^* \varepsilon_\infty}$, (6.11) devient :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{VW}{96\Pi^5 m^{*4} n\omega} \sum_{\eta=a,e} \sum_{\beta=a,e} \iint d^3\vec{k} d^3\vec{k}' \quad |H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}}|^2 |\vec{k}' - \vec{k}|^2 g(\beta) f_{\vec{k}}(1-f_{\vec{k}'}$$

$$x\delta\left[\frac{\hbar^2 (k'^2 - k^2)}{2m^*} - \hbar\omega_{LOS}(|\vec{k}' - \vec{k}|)\, g(\alpha) - \hbar\omega g(\beta)\right] \qquad (6.12)$$

$\eta = a, e$ se refère à l'annihilation et à la création d'un phonon respectivement.

Passant des exponentielles contenues dans (6.12) aux sinus hyperboliques, après les changements de variables suivants :

$$\vec{k}' = \vec{k} + \vec{q} \quad , \mu = \frac{\hbar^2 q^2}{2m^* k_B T} \quad , \; b = \frac{\hbar^2 q_{s\infty}^2}{2m^* k_B T} \quad , \theta = \frac{\hbar \omega}{k_B T}$$

$$\theta_{LOS}(\mu) = \frac{\hbar\omega_{LO}}{k_B T} \left(\mu + \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_o}\right)^{1/2} (\mu+b)^{-1/2} ,$$

puis en passant des sommations et des intégrales multiples à une intégrale simple, $\tau^{-1}(\omega)$ devient :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{e^4 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_o^{-1}) \omega_{LO}^2 W m^* k_B T \sinh(\theta/2)}{3\pi\hbar^4 \varepsilon_\infty \omega_p^2 \omega} \cdot$$

$$\cdot \int_0^\infty d\mu \; \frac{\mu^2 \; \mathrm{Log} \; \dfrac{1+\mathrm{tgh}\left[(\theta \pm \theta_{LOS}(\mu)/2\right]}{1+\mathrm{tgh}\left[(A\pm(\mu)-z)/2\right] \mathrm{tgh}\left[\theta \pm \theta_{LOS}(\mu)/2\right]}}{\theta_{LOS}(\mu) \sinh\left[\theta_{LOS}(\mu)/2\right] \sinh\left[(\theta \pm \theta_{LOS}(\mu)/2\right] (\mu+b)} \qquad (6.13)$$

$$\text{avec} \quad A\pm(\mu) = \frac{\left[\mu - \theta \pm \theta_{LOS}(\mu)\right]^2}{4\mu}$$

B. Expression du temps de relaxation $\tau(\omega)$ pour T→0K.

Aux basses températures, la formule (6.13) devient :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{2e^4(\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_o^{-1})\omega_{LO}^2}{3\pi\hbar^4\varepsilon_\infty\,\omega_p^2\,\omega}\,\frac{Wm^*E_F}{}\cdot\int_0^\infty d\gamma\frac{\gamma^2}{v_{LOS}(\gamma)\left[\gamma+d\right]^2}\;\varepsilon\left[v > v_{LOS}(\gamma)\right]\cdot$$

$$\cdot\,\varepsilon\left\{\frac{\left[\gamma+v_{LOS}(\gamma)-v\right]^2}{4\gamma} < 1\right\}\,\mathrm{xmin}\left\{v-v_{LOS}(\gamma),1-\frac{\left[\gamma+v_{LOS}(\gamma)-v\right]^2}{4\gamma}\right\} \qquad (6.14)$$

Pour obtenir cette expression, nous avons posé :

$$v = \frac{\hbar\omega}{E_F}\;,\quad v_{TO} = \frac{\hbar\omega_{TO}}{E_F}\;,\quad v_{LO} = \frac{\hbar\omega_{LO}}{E_F}\;,\quad \gamma = \frac{\hbar^2q^2}{2m^*E_F}$$

$$v_{LOS}^2(\gamma) = v_{LO}^2\,(\gamma+\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_o}\,d)\,(\gamma+d)^{-1} \qquad (6.15)$$

$$d = \frac{\hbar^2q_{Th\infty}^2}{2m^*E_F}$$

$q_{T.F.\infty}$ est la limite de $q_{S\infty}$ pour T→0K c'est-à-dire l'inverse du rayon d'écrantage de Thomas-Fermi avec une constante dielectrique du milieu égale à ε_∞; il est donné par $q_{T.F.\infty}^2 = \frac{6\pi ne^2}{\varepsilon_\infty E_F}$ (6.16)

d'autre part d est la limite de b pour T→0K :

$$d = \frac{\hbar^2q_{T.F.\infty}}{2m^*E_F} = \frac{\hbar^2}{2m^*E_F}\;x\;\frac{6\pi ne^2}{\varepsilon_\infty E_F} = \frac{3}{4}\;(\frac{h\omega_p}{E_F})^2 \qquad (6.17)$$

Les expressions (6.13) et (6.14) sont établies en détail dans l'appendice A.

Ces expressions théoriques seront analysées dans le paragraphe IV et comparés aux résultats expérimentaux.

III. Intéraction plasmon-impureté ionisée.

En vue d'interpréter nos résultats expérimentaux J. Mycielski (55) a élaboré une théorie tenant compte d'un processus photon-impureté ionisée-plasmon.

Il faut rappeler que le cas de l'intéraction plasma-ion a été étudié dans les semiconducteurs homopolaires par Ron et Tzoar (71,72) utilisant l'analogie avec un plasma gazeux (73). Il a été montré dans ce cas que l'absorption des porteurs libres était dûe essentiellement à l'effet des porteurs individuels plutôt qu'à celui des plasmons. La formulation la plus générale de ce problème dans les semiconducteurs polaires est dûe à Mc Cumber (63).

La théorie de Mycielski montre que dans le cas des semiconducteurs polaires ayant une constante dielectrique statique ε_0 élevée, comme les sels de plomb, la contribution à l'absorption du processus photon-impureté-ionisée-plasmon est comparable à celle des porteurs individuels.

Pour étudier l'intéraction du plasma d'électrons avec les impuretés ionisées, Mycielski se place dans un référentiel non inertiel dans lequel le plasma est au repos par rapport aux impuretés ionisées et aux charges de polarisation, qui elles, sont en mouvement. Le plasma se trouve ainsi soumis à deux perturbations : la première est liée au potentiel $U(\vec{r})$ dû aux impuretés ionisées ; la deuxième est liée au potentiel $U_p(\vec{r})$ dû aux charges de polarisation dont la densité est $\rho(\vec{r})$.

L'hamiltonien de perturbation dû à $U(\vec{r})$ et $U_p(\vec{r})$ s'écrit :

$$H' = -\left[\hbar e^2 N_e / 2Vm^* \omega^4\right]^{1/2} \mathcal{R}e\left[\vec{E}\exp(-i\omega t)\right] \cdot$$

$$\cdot \sum_{\vec{q}} q\, \omega_p^{-1/2}(q)\vec{q}\left(\left\{\int_V \exp(i\vec{q}\vec{r}')\left[U(\vec{r})+U_p(\vec{r}')\right] d^3\vec{r}\right\} b_{\vec{q}}+C.C.\right) \qquad (6.18)$$

$\mathcal{R}e\left[\vec{E}\exp(-i\,t)\right]$ représente la partie réelle du champ électrique de la radiation V est le volume du cristal, b_q est l'opérateur d'annihilation du plasmon.

H' nous conduit à la probabilité de transition d'un état n à un état n + 1, qui permet d'obtenir la puissance absorbée p :

$$p = \int N_e \left[\omega^2 - \omega_p^2(o)\right]^{5/2} / 32\Pi^2 m^{*3} \langle v^2 \rangle^{7/2} \omega^3 \, d\Omega \left| \vec{E}.\vec{\Omega} \right|^2$$

$$\left| \int_V \exp\left\{ i \left[\omega^2 - \omega_p^2(o)\right]^{1/2} \langle v^2 \rangle^{-\frac{1}{2}} \vec{\Omega}.\vec{r}' \right\} \cdot \left[U(\vec{r}) + U_p(\vec{r}') \right] d^3\vec{r}' \right|^2 \qquad (6.19)$$

$\langle v^2 \rangle$ est la valeur moyenne du carré de la vitesse de l'électron et $\vec{\Omega}$ est un vecteur unitaire, $\omega_p^2(o) = 4\Pi N_e e^2 / m^* \varepsilon_\infty$; la puissance absorbée

$$\begin{cases} p \neq 0 \text{ pour } \omega > \omega_p(o) \\ p = 0 \text{ pour } \omega < \omega_p(o) \end{cases}$$

Dans l'expression de p, a été introduite la relation de dispersion des plasmons : $\omega_p^2(q) = \omega_p^2(o) + \langle v^2 \rangle q^2$.

Sachant que la puissance absorbée p par unité de volume V est liée à la conductivité par la relation

$\frac{p}{V} = \frac{1}{2} \left|\vec{E}\right|^2$ et que (ω) est liée à $\tau^{-1}(\omega)$ par

$$\sigma(\omega) = \frac{\varepsilon_\infty}{4\Pi} \frac{\omega_p^2(o)}{\omega^2} \tau^{-1}(\omega),$$

Mycielski déduit finalement $\tau^{-1}(\omega)$ dû à la génération de plasmons :

$$\tau^{-1}(\omega) = (5^{3/2}\Pi / 2^5 \, 3^{3/2} W) \, D\omega_p(o) \left[h\omega_p(o)/E_F\right]^3 \left\{ 1 - \left[\omega_p(o)/\omega\right]^2 \right\}^{1/2}$$

$$\left\{ 1 - \left[1 - (\varepsilon_\infty/\varepsilon_o)\right] \left[1 + (9\varepsilon_\infty/5\varepsilon_o) \left\{ \left[\omega/\omega_p(o)\right] - 1 \right\}^{-1} \right]^{-1} \right\}^2 \qquad (6.20)$$

E_F est le niveau de Fermi, D est défini par

$$D = \sum_{s=1}^{S} Z_s^2 (N_s/N_e)$$

Z_s et N_s (s=1,..., S) sont la charge et la concentration de l'ion de type s, W est le nombre de minima.

La représentation graphique de (6.20) sera donnée ultérieurement avec les résultats expérimentaux dans le paragraphe V. Il ressort de la théorie (55) que l'effet des plasmons est plus important dans un semiconducteur polaire que dans un gaz de plasma (73) à cause de la grande différence $\varepsilon_o - \varepsilon_\infty$ existant dans les sels de plomb. Cet effet est par ailleurs comparable à la contribution des particules individuelles, ce qui sera illustré dans l'analyse des résultats expérimentaux.

IV. Comparaison avec les résultats expérimentaux et discussion

A. Intéraction électron-phonon

Les paramètres utilisés dans le calcul des formules donnant le temps de relaxation dû à l'intéraction électron-phonon sont présentés dans le tableau VII.

Ils ont été déduits à partir des expériences de réflectivité et magnétoréflectivité faites à la température de 30K.

D'autres paramètres interviennent également dans les calculs

$$W = 4,\ \hbar\omega_{LO} = 19\text{meV},\ \hbar\omega_{TO} = 5{,}4\text{meV},\quad \varepsilon_\infty = 26,\quad \varepsilon_o = 320$$

Les résultats de notre calcul sont approximatifs dans la mesure où l'on a supposé une bande de conduction parabolique.

Pour montrer l'importance de l'effet d'écran sur la fréquence du phonon LO, nous avons comparé dans la figure 46 les valeurs de $\tau^{-1}(\omega)$ pour l'échantillon B de PbSe à 0K (dans la région $\omega \sim \omega_p$) obtenues à partir des formules (6.14) dans le cas où le phonon L.O. est ou n'est pas écranté ; la différence entre les deux valeurs de $\tau^{-1}(\omega)$ est assez notable.

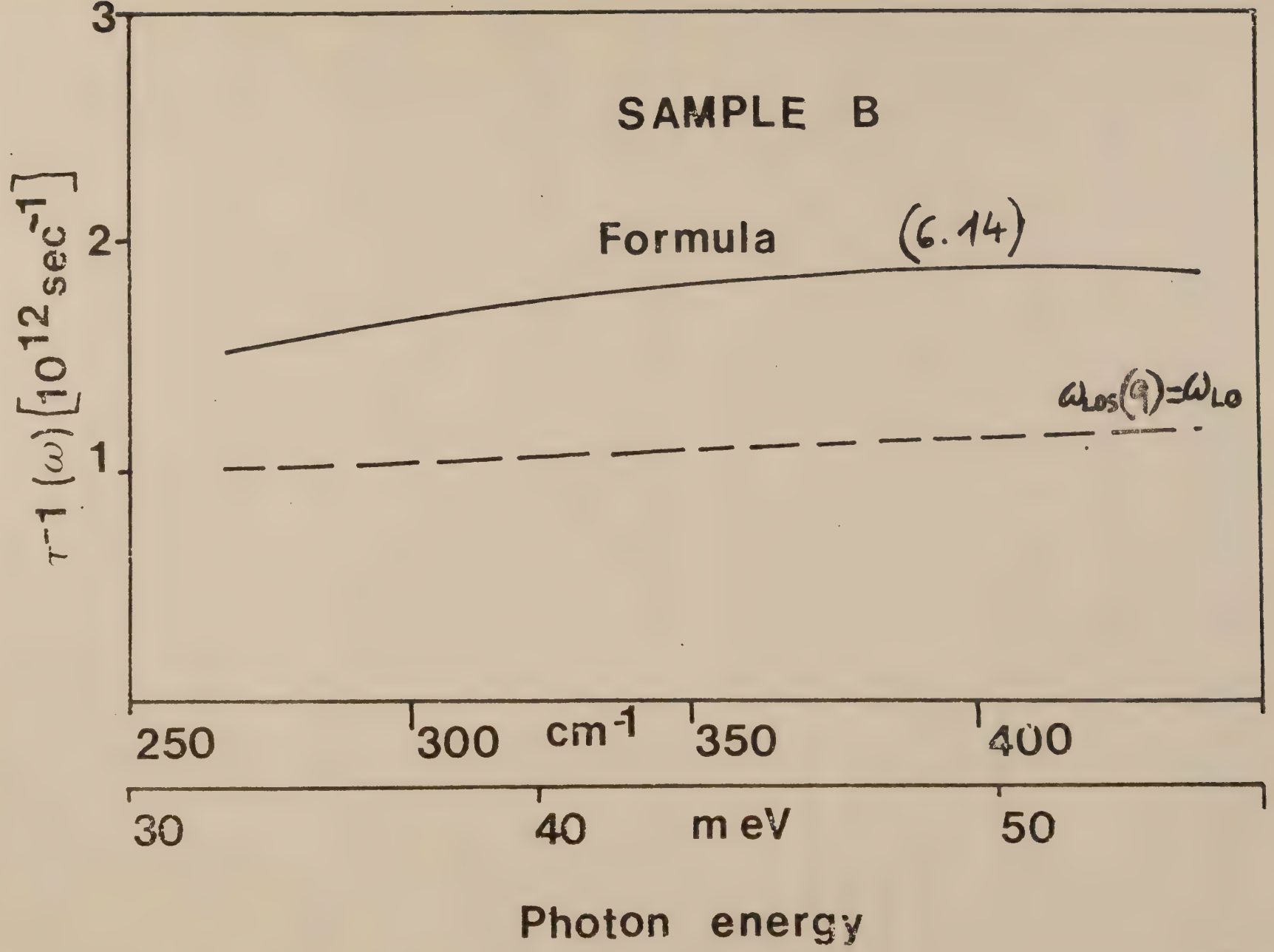


Fig 46 : Courbes calculées des amortissements (τ^{-1}) pour l'échantillon B de PbSe lorsque le phonon L.O. est et n'est pas écranté.

TABLEAU VII

PARAMETRES DES ECHANTILLONS DE PbSE A 30K

Echantillon	N_e $(10^{18} cm^{-3})$	E_F (meV)	ω_p $(10^{13} s^{-1})$	ω_c $(10^{13} s^{-1})$
A	0,495	18	3,36	1,63
B	1,33	33	5,51	1,77
C	3,34	55	7,43	1,36
D	5,16	69	9,15	1,14

La variation de $\tau^{-1}(\omega)$ en fonction de la température est représentée sur la figure 47 pour l'échantillon B de PbSe. Pour T=0K nous avons pris la formule (6.14) et pour T≠0K la formule (6.13).

Nous avons reporté ensuite sur la figure 48, les valeurs expérimentales et les courbes théoriques (en pointillé) à la même température que les expériences : T = 30K.

Une première remarque consiste à dire que la théorie tenant compte uniquement de l'intéraction électron-phonon conduit à un temps de relaxation pratiquement indépendant de ω, ce qui n'est pas le cas de nos résultats expérimentaux. L'ordre de grandeur est cependant le même. Les résultats expérimentaux (74) laissent apparaître une bosse dont le maximum correspond à un champ magnétique nul.

- On peut se demander si l'écart entre la théorie réduite à la seule intéraction électron-phonon et l'expérience sur la figure 48, n'est pas dû au fait qu'on a négligé l'influence du champ magnétique sur le temps de relaxation. Cependant le sommet de la bosse correspond précisement à un champ magnétique nul ; on peut donc écarter une telle éventualité.

- On peut également essayer d'expliquer l'existence de la bosse de $\tau^{-1}(\omega)$ par la diffusion des électrons avec émission de deux phonons (75) ce qui est possible si l'énergie $\hbar\omega$ est assez élevée. Sur la figure 48, la courbe donnant $\tau^{-1}(\omega)$ pour l'échantillon B de PbSe commence précisément à partir de $\omega_p = 300\text{cm}^{-1} \approx 2\hbar\omega_{LO}$; ceci peut suggérer que nous avons émission de deux phonons. Cependant le déplacement prononcé du seuil de la bosse vers les énergies supérieures à $2\hbar\omega_{LO}$ lorsque le nombre de porteurs augmente, exclut cette hypothèse.

Nous verrons qu'il est possible de rendre compte de cette bosse en ajoutant à la théorie précédente l'intéraction plasmon impureté ionisée.

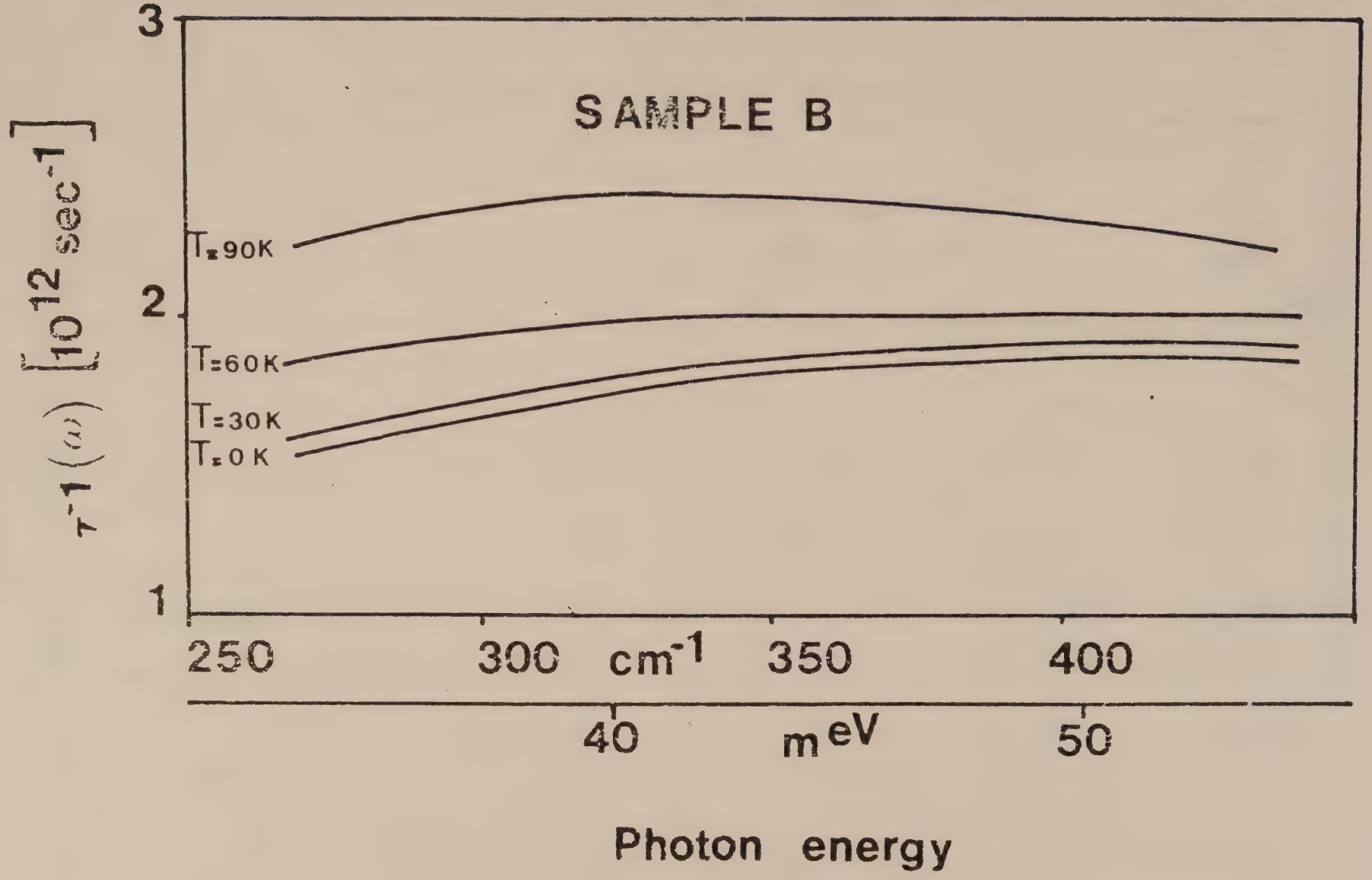


Fig 47 : Courbes calculées de l'amortissement dans l'interaction électron-phonon pour l'échantillon B de PbSe à différentes températures.

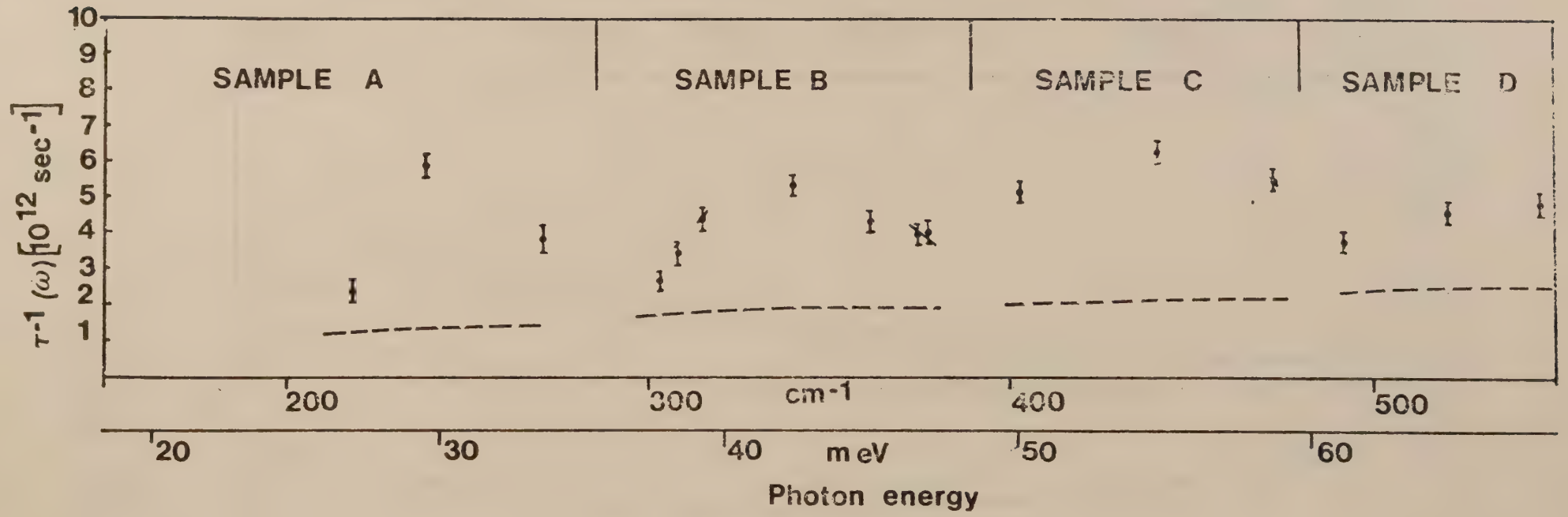


Fig 48 : Comparaison des points expérimentaux et des courbes calculées de l'amortissement dans l'interaction électron-phonon pour PbSe à 30 K .

B. Interaction plasmon - impureté ionisée

Sur les figures 38 et 39 nous avons reporté les valeurs de ω_p et de la fréquence magnétoplasma ω_{pc} calculée pour le champ magnétique le plus élevé à partir de la relation

$$\omega_{pc} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$$

On peut voir sur les deux figures que les seuils de basse fréquence des bosses donnant $\tau^{-1}(\omega)$, apparaissent près de ω_p ou plutôt de ω_{pc}. Ceci suggère que les bosses correspondent à un processus photon-impureté ionisée étudié précédemment avec génération de plasmon dans l'absorption des porteurs libres.

La figure 49 montre la comparaison entre les points expérimentaux et la courbe théorique calculée à partir de la relation (6.20) pour H = 0. En fait il aurait fallu une courbe théorique à champ magnétique non nul. Le calcul rigoureux d'une telle courbe impliquant un temps de relaxation tensoriel n'a pas été fait jusqu'ici. Cependant on peut remarquer que le flanc de la courbe qui correspond à ω_p mp nul va se déplacer vers $\omega_{pc} = (\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, c'est-à-dire que la courbe dans son ensemble devrait se déplacer vers la droite.

Si l'on ajoute maintenant les deux contributions de $\tau^{-1}(\omega)$ dûes aux intéractions électron-phonon et plasmon-impureté ionisée, la courbe théorique dans son ensemble va se déplacer vers les valeurs plus élevées de $\tau^{-1}(\omega)$; on obtient finalement la courbe en pointillé sur la figure 50. L'examen de cette figure montre que la contribution de ces deux translations dans la mesure de leur validité conduit à un meilleur accord avec les points expérimentaux du moins pour l'échantillon B de PbSe.

L'ensemble de cette analyse montre que les spectres de réflectivité et magnétoréflectivité que nous avons obtenus peuvent être décrits en terme d'amortissement τ^{-1}. Celui-ci résulte de la superposition de l'intéraction électron-phonon qui conduit à un temps de relaxation pratiquement indépendant de la fréquence et de l'intéraction plasmon-impureté ionisée dont l'effet est localisé au voisinage de la fréquence de plasma ω_p ou ω_{pc} et qui conduit à une forte variation du temps de relaxation correspondant, avec la fréquence dans cette région.

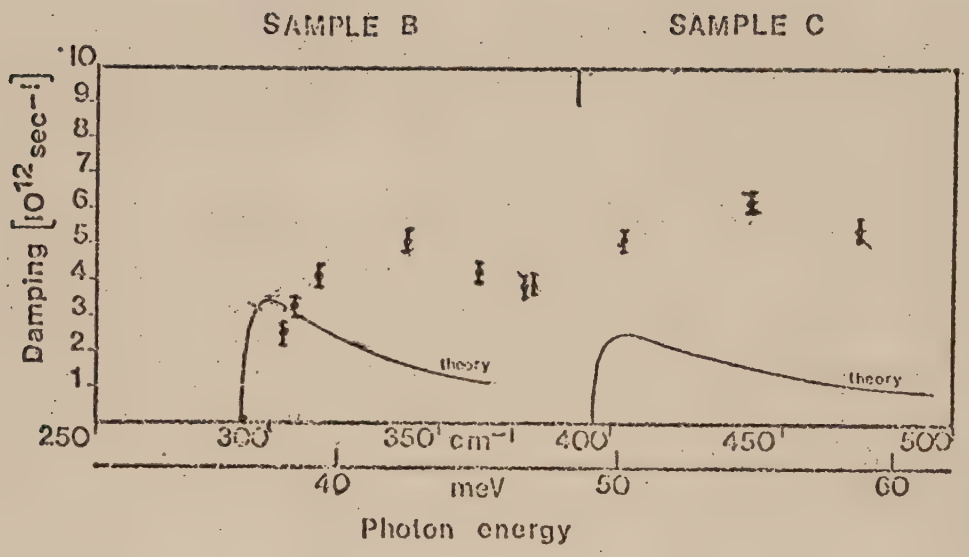


Fig 49 : Comparaison des points expérimentaux et des courbes calculées de l'amortissement dans l'interaction plasmon-impureté ionisée.

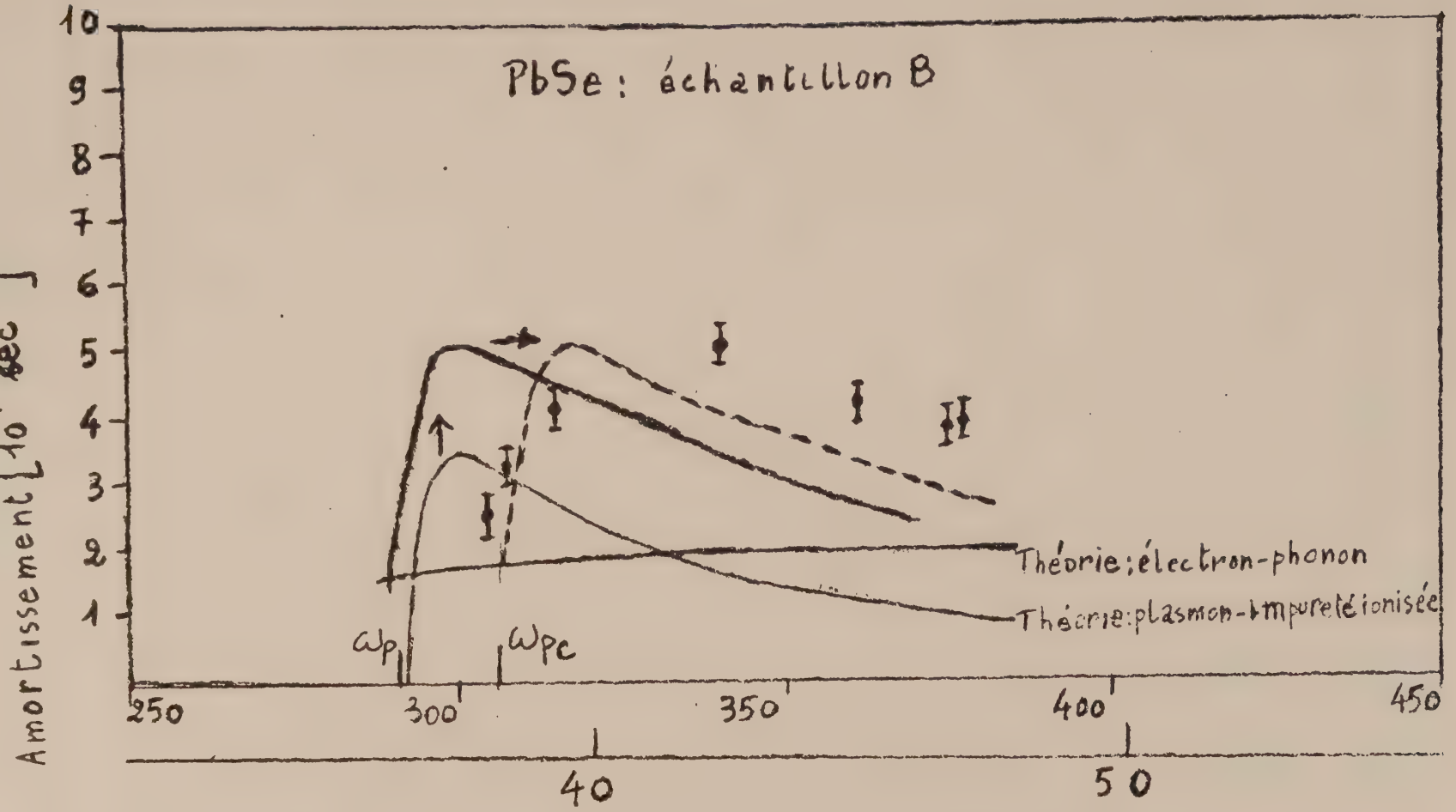


Fig 50 : Comparaison des points expérimentaux et de la somme des deux amortissements : électron-phonon et plasmon-impureté ionisée.

CONCLUSION

L'étude des propriétés optiques et magnéto-optiques des sels de plomb $Pb_{1-x}Sn_xSe$ de type n , dans le domaine de concentration $0 \leq x \leq 0,15$ et pour des nombres de porteurs $5 \times 10^{17} cm^{-3} \leq N_e \leq 5 \times 10^{18} cm^{-3}$, nous a permis de déterminer d'une part la masse effective m^* des électrons libres dans ces matériaux, d'autre part le temps de relaxation aux fréquences optique τopt.

Les valeurs expérimentales de la masse effective m^* ont été analysées à l'aide des modèles de structure de bandes proposés pour ces matériaux. Le temps de relaxation τopt a été examiné au moyen des mécanismes d'intéraction électron-phonon et plasmon-impureté ionisée.

I. Masse effective des porteurs libres

Les mesures effectuées sur les échantillons de $Pb_{1-x}Sn_xSe$ nous ont permis de déterminer la masse effective en fonction de x et de N_e. La masse effective de conductivité m_C^* a été obtenue à partir des spectres de réflectivité et de magnétoréflectivité et sa composante transverse à partir des mesures d'absorption cyclotron.

L'analyse de la masse effective m_C^* en fonction du nombre de porteurs N_e montre que la bande de conduction est non-parabolique.

Les valeurs de la masse m_T^* obtenues par absorption cyclotron montrent que le facteur d'anisotropie K qui vaut 1,75 dans le cas du PbSe tend vers l'unité dans le cas des mélanges, lorsque l'énergie de la bande interdite s'annule, ce qui a lieu pour x = 0,15 à basse température.

La comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie confirme la validité du modèle à six bandes de préférence au modèle simplifié de Kane à deux bandes.

II. Mécanismes de relaxation

Le calcul du temps de relaxation déduit des courbes de réflectivité et de magnétoréflectivité nous a permis de constater d'une part une différence de deux ordres de grandeur environ entre le temps de relaxation obtenu par des mesures d'effet Hall $\tau_{d.C.}$ et le temps de relaxation obtenu par des mesures optiques τ_{opt} ($\tau_{d.C.} \approx 9 \times 10^{-12}$ sec, $\tau_{opt} \approx 2 \times 10^{-13}$ sec).

Par ailleurs l'analyse des spectres de réflectivité et de magnéto-réflectivité montre une forte variation du temps de relaxation τ_{opt} avec la fréquence ω, au voisinage de la fréquence de plasma ω_p ou de magnétoplasma ω_{pC}.

Nous avons été amenés à considérer le caractère fortement ionique des sels de plomb et les mécanismes qui s'y rattachent tels que le couplage électron-phonon et le couplage plasmon-impureté ionisée qui se traduisent à basse température par une émission de phonon L.O. dans le premier cas, et une émission plasmon-impureté dans le second.

1) Intéraction électron-phonon L.O.

L'intéraction électron-phonon a été calculée dans l'approximation des bandes paraboliques à partir de l'absorption des porteurs libres, en tenant compte de l'effet d'écran sur l'élément de matrice d'intéraction électron-phonon et sur la fréquence du phonon L.O.. Cependant, ce mécanisme s'est avèré insuffisant dans la mesure où, dans la région des minima de réflectivité, il ne fait apparaître qu'une faible variation de τ en fonction de ω, ce qui n'est pas en accord avec l'expérience.

2) Intéraction plasmon-impureté ionisée

La théorie de cette intéraction (55) montre que dans le cas des semiconducteurs polaires ayant une constante dielectrique statique ε_o élevée, la contribution à l'absorption de cette intéraction est du même ordre de grandeur que celle du mécanisme précédent. Le calcul théorique montre une forte variation de τ_{opt} avec la fréquence ω, à partir de la fréquence de plasma ω_p ou ω_{pC}, ce qui traduit notre observation expérimentale. On peut donc expliquer le temps de relaxation obtenu, par la superposition des deux mécanismes : l'intéraction électron-phonon et l'intéraction plasmon-impureté ionisée.

L'ensemble de l'analyse des deux derniers chapitres montre que dans les matériaux étudiés, le modèle à six bandes semble être le plus approprié pour rendre compte des valeurs expérimentales de la masse effective des porteurs libres, et que dans ce type de semiconducteurs où ε_o et ε_∞ diffèrent beaucoup, une analyse des mécanismes de

relaxation électronique doit tenir compte à la fois de l'intéraction électron-phonon et de l'intéraction plasmon-impureté ionisée.

Une extension possible de ce travail et qui constitue notre programme de recherche actuel, peut être envisagée dans les deux directions suivantes :

1) Magnéto-absorption et magnétoréflexion dans les composés $Pb_{1-x}Sn_xSe$ pour des valeurs de $x \gtrsim 0,15$, c'est-à-dire pour des valeurs de bande interdite négatives. La détermination de la masse effective m_c^* dans ces régions devrait fournir des informations sur la structure de bandes, qui pourraient être complétées par des mesures de résonance cyclotron Azbel-Kaner.

2) Etude du temps de relaxation $\tau_{optique}$ à des champs magnétiques plus élevés : la séparation des minima obtenus par magnétoréflectivité sera plus grande puisqu'elle est proportionnelle au champ magnétique ; l'analyse de $\tau^{-1}(\omega)$ pourra se faire dans une région plus étendue en fréquence au voisinage de ω_{pC}. Dans la limite quantique quand $h\omega_C > E_F$, le champ magnétique devrait avoir une influence sur le temps de relaxation. L'étude de τ fonction de ω et de H serait alors d'un grand intérêt.

Appendice A

Calcul du temps de relaxation dû à l'interaction électron-phonon L.O.

A.1. Température différente de OK.

Partant de l'expression (6.4) donnant $\varepsilon_2(\omega)$ la partie imaginaire de la fonction diélectrique, nous allons calculer le coefficient d'absorption $\alpha = \frac{\omega}{cn}\,\varepsilon_2(\omega)$ et déduire ensuite le temps de relaxation $\tau(\omega)$ lié à α par la relation

$$\alpha = \frac{2\pi N e^2}{nm^*\omega^3}\,\tau^{-1}(\omega) \quad , \tag{A.1}$$

$$\alpha = \frac{2}{3}\,\frac{V}{(2\pi)^4}\,\frac{\omega}{cn}\,\frac{e^4}{(\hbar\omega)^4}\sum_{\eta=sc,}\sum_{\beta=a,e}\int\int d^3\vec{k}\;d^3\vec{k}'\;|H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}}|^2\,|\nabla E_{\vec{k}'} - \nabla E_{\vec{k}}|^2$$

$$\times\, g(\beta)\, f_{\vec{k}}(1-f_{\vec{k}'})\,\delta(E_{\vec{k}'} - E_{\vec{k}} + \hbar\omega_\eta - \hbar\omega_\beta) \quad , \tag{A.2}$$

$$|\nabla E_{\vec{k}} - \nabla E_{\vec{k}'}|^2 = \frac{\hbar^4}{m^{*2}}\,|\vec{k}'-\vec{k}|^2 = \frac{\hbar^4 q^2}{m^{*2}} \quad .$$

Posons $y_{\vec{k}} = E_{\vec{k}}/k_BT$ dans $f_{\vec{k}} = \{\exp[(E_{\vec{k}}-E_F)/k_BT]+1\}^{-1}$,

$$\theta_{LOS}(q) = \frac{\hbar\omega_{LOS}(q)}{k_BT} \quad , \qquad \theta = \frac{\hbar\omega}{k_BT} \quad , \qquad z = \frac{E_F}{k_BT} \quad .$$

On obtient $\theta'_{LOS}(q) = \theta \pm \theta_{LOS}(q)$; les signes + et - concernent l'absorption et l'émission d'un phonon.

Remplacons $|H^{\eta}_{\vec{k}',\vec{k}}|^2$ par l'expression obtenue dans (6.7) et passons des exponentielles contenues dans (A.1) aux sinus hyperboliques ; (A.1) devient après le changement de variable $\vec{k}' = \vec{k}+\vec{q}$:

$$\alpha = \frac{e^4\hbar \times 4e^{*2}\,\sinh(\theta/2)}{6\pi^2 cnMv_a m^{*2}(k_BT)^2\omega^3}\;\theta'_{LOS}(\vec{q})\sum\iint d^3\vec{k}\;d^3\vec{q}\;\{f(y_{\vec{k}}) - f[y_{\vec{k}}+\theta'_{LOS}(\vec{q})]\}$$

$$\times\,\frac{\delta[y_{\vec{k}+\vec{q}} - y_{\vec{k}} - \theta'_{LOS}(\vec{q})]}{\theta_{LOS}(\vec{q})\,\sinh[\theta_{LOS}(\vec{q})/2]\,\sinh[\theta'_{LOS}(\vec{q})/2]\,[1+q^2_{S\infty}/q^2]^2} \quad . \tag{A.3}$$

Après transformation (A.2) devient :

$$\alpha = \frac{4e^4 We^{*2} \sinh(\theta/2)}{3\hbar cnMv_a \omega^3 m^* k_B T} \sum_{\theta'_{LOS}(\vec{q})} \int k\, dk$$

$$\times \int_0^\infty dq \frac{q\{f(y_{\vec{k}+\vec{q}}) - f[y_{\vec{k}} + \theta'_{LOS}(\vec{q})]\}}{\theta_{LOS}(\vec{q}) \sinh[\theta_{LOS}(\vec{q})/2] \sinh[\theta'_{LOS}(\vec{q})/2][1+q_{S_\infty}^2/q^2]^2}$$

$$\times \varepsilon\left[\frac{\hbar^2}{2m^* k_B T} (\vec{k}+\vec{q})^2 > y_{\vec{k}} + \theta'_{LOS}(\vec{q})\right] \times \varepsilon\left[\frac{\hbar^2}{2m^* k_B T} (\vec{k}-\vec{q})^2 < y_{\vec{k}} + \theta'_{LOS}(\vec{q})\right] . \quad (A.4)$$

Quand les deux inégalités sont remplies, on aura $\varepsilon = 1$; autrement, $\varepsilon = 0$.

Posons : $y = y_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^* k_B T}$,

$$\mu = \frac{\hbar^2 q^2}{2m^* k_B T} ,$$

$$b = \frac{\hbar^2 q_{S_\infty}^2}{2m^* k_B T} ,$$

(A.3) devient :

$$\alpha = \frac{4e^4 e^{*2} Wm^* k_B T \sinh(\theta/2)}{3\hbar^4 cnMv_a \omega^3}$$

$$\times \sum_{\theta'_{LOS}(\mu)} \int_0^\infty dy \int_0^\infty d\mu \frac{\mu^2\{f(y) - f(y+\theta'_{LOS}(\mu))\}}{\theta_{LOS}(\mu) \sinh[\theta_{LOS}(\mu)/2] \sinh[\theta'_{LOS}(\mu)/2](\mu+b)^2}$$

$$\times \varepsilon[2(y\mu)^{1/2} + \mu - \theta'_{LOS}(\mu) > 0] \times \varepsilon[2(y\mu)^{1/2} - \mu + \theta'_{LOS}(\mu)] . \quad (A.5)$$

La multiplication des deux quantités sous l'ε donne :

$$\varepsilon\{y > [\mu - \theta'_{LOS}(\mu)]^2/4\mu\} . \quad (A.6)$$

Si cette condition est vérifiée, on pourra écrire $\varepsilon = 1$, et utiliser cette valeur de y comme borne inférieure d'intégration.

Posons $[\mu - \theta'_{LOS}(\mu)]^2/4\mu = A(\mu)$.

Le coefficient d'absorption s'écrit donc :

$$\alpha = \frac{4e^4 e^{*2} W m^* k_B T \sinh(\theta/2)}{3\hbar^4 c n M v_a \omega^3} \times \sum_{\theta'_{LOS}(\mu)} \int_0^\infty d\mu \frac{\mu^2}{\theta_{LOS}(\mu) \sinh[\theta_{LOS}(\mu)/2] \sinh[\theta'_{LOS}(\mu)/2](\mu+b)^2} \times \int_{A(\mu)}^\infty dy \{f(y)-f[y+\theta'_{LOS}(\mu)]\} \quad . \tag{A.7}$$

Remplaçons e^{*2} par sa valeur donnée par Callen [68] ; nous déduisons $\tau^{-1}(\omega)$ à partir de (A.1) en tenant compte de l'absorption et de l'émission d'un phonon :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{e^4(\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon_o^{-1})\omega_{LO}^2 W m^* k_B T \sinh(\theta/2)}{3\pi\hbar^4 \varepsilon_\infty \omega_p^2 \omega} \times \int_0^\infty d\mu \frac{\mu^2 \operatorname{Log} \dfrac{1+\operatorname{tgh}\{[\theta \pm \theta_{LOS}(\mu)]/2\}}{1+\operatorname{tgh}[(A_\pm(\mu)-z)/2] \operatorname{tgh}[(\theta \pm \theta_{LOS}(\mu)/2]}}{\theta_{LOS}(\mu) \sinh[\theta_{LOS}(\mu)/2] \sinh[(\theta \pm \theta_{LOS}(\mu)/2](\mu+b)^2} \tag{A.8}$$

avec $A_\pm(\mu) = [\mu - \theta \mp \theta_{LOS}(\mu)]^2/4\mu$.

A.2. Température tendant vers OK.

Posons : $u = y/z = (\hbar^2 k^2/2m^* k_B T)/(E_F/k_B T)$,

$v = \theta/z = \hbar\omega/E_F$, $v_{TO} = \hbar\omega_{TO}/E_F$, $v_{LO} = \hbar\omega_{LO}/E_F$,

$\gamma = \mu/z = \hbar^2 q^2/2m^* E_F$.

$q_{S\infty}$ tend vers $q_{T.F\infty}$ l'inverse du rayon d'écrantage de Thomas-Fermi :

$q^2_{T.F\infty} = 6\pi n e^2/\varepsilon_\infty E_F$.

$b \xrightarrow[T\to 0]{} d = \hbar^2 q^2_{T.F.\infty}/2m^* E_F = (\hbar^2/2m^* E_F)/(6\pi n e^2/\varepsilon_\infty E_F) = \frac{3}{4}(\hbar\omega_p/E_F)^2$;

d'autre part : $v'_{LOS}(\gamma) = v \pm v_{LOS}(\gamma)$

avec $v^2_{LOS}(\gamma) = v^2_{LO}[\gamma+(\varepsilon_\infty d/\varepsilon_o)][\gamma+d]^{-1}$.

Remarquons que :

$$\lim_{T\to 0} \sinh(\theta/2)/\{\sinh[\theta_{LOS}(\mu)/2]\ \sinh[\theta'_{LOS}(\mu)/2]\} = \begin{cases} 2 \text{ pour } \theta > \theta_{LOS}(\mu) \\ 0 \text{ pour les autres cas} \end{cases}$$

Pour $v'_{LOS}(\gamma) > 0$ d'autre part, nous obtenons :

$$\lim_{T\to 0} (k_B T/E_F) \int_{A(\mu)}^{\infty} d\mu\ [f(y)-f(y+\theta'_{LOS}(\mu)]$$

$$= \lim_{T\to 0} \int^{\infty} du \quad \{\frac{1}{\exp[z(u-1)]+1} - \frac{1}{\exp\ z[u+v'_{LOS}(\gamma)-1]+1}\}$$

$$\frac{[\gamma-v'_{LOS}(\gamma)]^2}{4\gamma}$$

$$= \varepsilon\{\frac{[\gamma-v'_{LOS}(\gamma)]^2}{4\gamma} < 1\} \times \min\{v'_{LOS}(\gamma)\ ,\ 1 - \frac{[\gamma-v'_{LOS}(\gamma)]^2}{4\gamma}\}. \quad (A.9)$$

Le temps de relaxation s'écrit maintenant :

$$\tau^{-1}(\omega) = \frac{2e^4(\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon_o^{-1})\omega^2_{LO} W m^* E_F}{3\pi\hbar^4\varepsilon_\infty\omega_p^2\omega} \int_o^{\infty} d\gamma\ \frac{\gamma^2}{v_{LOS}(\gamma)(\gamma+d)^2}\ \ \varepsilon[v > v_{LOS}(\gamma)]$$

$$\times\ \varepsilon\{\frac{[\gamma+v_{LOS}(\gamma)-v]^2}{4\gamma} < 1\} \times \min\{v-v_{LOS}(\gamma)\ ,\ 1 - \frac{[\gamma+v_{LOS}(\gamma)-v]^2}{4\gamma}\}; (A.10)$$

à T →0K seule prédomine l'émission d'un phonon.

Les expressions (A.8) et (A.10) sont ensuite calculées sur ordinateur.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - R.DALVEN
Phys. Rev. B3, 1953 (1971)

- 2 - E. BURSTEIN, S. PERKOWITZ et M.H. BRODSKY
J. de Phys. Colloque C4, Nov. Déc. 1968

- 3 - P.J. STILES, E. BURSTEIN, D.N. LANGENBERG
J.A.P. 325, 2174 (1961)

- 4 - P.J. STILES, E. BURSTEIN, D.N. LANGENBERG,
The Phys. of Semicond. Exeter 577 (1962)

- 5 - D.L. MITCHELL, E.D. PALIK, J.N. ZEMEL
Phys. of. Semicond. , Paris 325 (1964)

- 6 - G. MARTINEZ
Phys. Rev. B8, 4678 (1973)

- 7 - A.J. STRAUSS
Phys. Rev. 157, 608 (1967)

- 8 - A. AZIZA, E. AMZALLAG, M. BALKANSKI
Sol. Stat. Comm. Vol 8, 873 (1970)

- 9 - A. MYCIELSKI, A.AZIZA, M. BALKANSKI, M. MOULIN, J. MYCIELSKI
Phys. Stat. Sol. (b) 52, 187 (1972)

- 10 - G.W. PRATT, L.G. FERREIRA
Phys. des Semicon., Paris 63 (1964)

- 11 - J.B. CONKLIN, L.E. JOHNSON , G.W. PRATT
Phys. Rev. 137 A, 1282 (1965)

- 12 - Y.W. TUNG, M.L. COHEN
Phys. Rev. 180, 823 (1969)

- 13 - S.E. KOHN, Y. PETROFF, P.Y.YU, Y.R. SHEN, Y.W. TSANG, M.L. COHEN
Phys. Rev. B8,1477 (1973)

- 14 - F. HERMAN, R.L. KORTUM, I.B. ORTENBURGER, J.P. VAN DYKS
J. de Phys. 29, C4-62 (1968)

- 15 - M. BORN, K. HUANG
Dynamical Theory of Crystal Lattices
Oxford, England p.82-100 (1954)

- 16 - R. STIMETS, B. LAX
Phys. Rev. B1, 4720 (1970)

- 17 - B.B. VARGA
Phys. Rev. 137 A, 1896 (1965)

- 18 - K.S. SINGWI, M.P. TOSI
Phys. Rev. 147, 658 (1966)

- 19 - C.G. OLSON, D.W. LYNCH
Phys. Rev. 117, 1231 (1969)

- 20 - E.D. PALIK, R. KAPLAN, B.W. HENVIS, J.R. STEVENSON, S.IWASA, E. BURSTEIN
Conf. Int. Semicond. Moscou 263 (1968)

- 21 - B. LAX, J.G. MAVROÏDES
Sol. Stat. Phys. Edité par F. SEITZ et D. TURNBULL Vol 11 (196

- 22 - E.D. PALIK, J.K. FURDYNA
Rep. on Progr. Phys. 33, 1193 (1970)

- 23 - P.R. WALLACE, K.K. CHANDLER, J. HARNARD
Can J. Phys. 46, 243 (1968)

- 24 - R. NII
J. Phys. Soc. Japan 19, 58 (1964)

- 25 - S. IWASA
Phys. of Sol. in intense magnetic fields
Edité par E.D. HAIDEMENAKIS 126, (1969)

- 26 - J.G. MAVROIDES
Optical Properties of Solids
Edité par ABELES North-Holland Company 351, (1972)

- 27 - S. PERKOWITZ
Phys. Rev. 182, 828 (1969)

- 28 - J.R. CLEMENT, E.H. QUINNEL
Rev. Sci. Instr. 23, 213 (1952)

- 29 - H.D. DREW, A.J. SIEVERS
Phys. Rev. Lett. 19, 697 (1967)

- 30 - J.M. CHAMBERLAIN
Thèse Oxford (1972)

- 31 - P.E. SIMMONDS
Thèse Oxford (1973)

- 32 - L.J. VAN DER PAW
Philips Techn. Rev. 20, 220 (1958/59)

- 33 - T.C. HARMAN, A.R. CALAWA, I. MELNGAILIS, J.O. DIMMOCK
Appl. Phys. Lett., 14, 333 (1969)

- 34 - A.AZIZA, M. BALKANSKI, M. FAURE
Proc. Intern. Conf. Nice Sept. 1973

- 35 - E. BURSTEIN, R. WHEELER, J. ZEMEL
Proc. Intern. Conf. Semicond. Paris 1065 (1964)

- 36 - R.N. HALL, J.H. RACETTE
J.A.P. 32, 2078 (1961)

- 37 - J.N. ZEMEL, J.D. JANSEN, B.R. SCHOLAR
Phys. Rev. 140 A, 330 (1965)

- 38 - G. MARTINEZ
à paraître

- 39 - J.C. RAMAGE, R.A. STRADLING, R.J. TIDEY
Proc. Intern. Conf. Semicond. Stuttgart 531, (1974)

- 40 - VON M. ORTENBERG
Colloque Champ Magn. Intenses Grenoble 1974

- 41 - G.V. LASKAREV, A.D. SHEVEHENKO, I.V. KUCHERENKO, A.P. SHOTOV
Phys. Stat. Sol. (b) 63K 61 (1974)

- 42 - M. Ia. AZBEL, E.A. KANER
Soviet Phys. JETP 3, 772 (1956)

- 43 - J.O. DIMMOCK
Intern. Conf. On Phys. of Semicond and Narrow gap semi. Cond.
Dallas, 319 (1970)

- 44 - P.L. LIN, L. KLEINMAN
Phys. Rev. 142, 478 (1966)

- 45 - J. MELNGAILIS, T.C. HARMAN, W.C. KARNAN
Phys. Rev. B5, 2250 (1972)

- 46 - J. KOLODZIEJCZAK, S. ZUKOTYNSKI
Phys. Stat. Sol. 5, 145 (1964)

- 47 - J.C. RAMAGE, R.A. STRADLING, A. AZIZA, M. BALKANSKI
J. Phys. C. Sol. Stat. Phys. 8, 1731 (1975)

- 48 - D.L. MITCHELL, R.F. WALLIS
Phys. Rev. 151, 581 (1966)

- 49 - E.D. PALIK, S. TEITLER, R.F. WALLIS
J.A.P. Suppl. Vol. 32, 2132 (1961)

- 50 - S.G. BISHOP, B.W. HENVIS
Sol. Stat. Com. 7, 437 (1969)

- 51 - A. MAITRE, R. LE TOULLEC, M. BALKANSKI
Conf. Intern. Semicond. Varsovie Vol 2, 826 (1972)

- 52 - Yu. I. RAVICH, B.A. EFIMOVA, V.I. TAMARCHENKO
Phys. Stat. Sol. (b) 43, 11 (1971) et 43, 453 (1971)

- 53 - A. MYCIELSKI, J. MYCIELSKI, A. AZIZA , M. BALKANSKI
Conf. Intern. Semicond. Varsovie Vol 2, 1214 (1972)

- 54 - J. MYCIELSKI, A. AZIZA, A. MYCIELSKI, M. BALKANSKI
Phys. Stat. Sol. (b) 67, 447 (1975)

- 55 - J. MYCIELSKI
Intern. Conf. Semicond. Stuttgart 1137 (1974)

- 56 - E. BURSTEIN, A. PINCZUK, R.F. WALLIS
Conf. on Phys. of Semimetals and Narrow gap semicond. Dallas 251 (1970)

- 57 - R.A. COWLEY, G. DOLLING
Phys. Rev. Lett. 14, 549 (1965)

- 58 - B.I. LUNDGVIST
Phys. Kond. Materie 6, 206 (1967)

- 59 - Z.A. DEMIDENKO
Solid. Stat. Com. 8, 533 (1970)

- 60 - Z.A. DEMIDENKO
Sov. Phys. Semicond 4, 1808 (1971)

- 61 - T.A. ALIEV, F.M. GASHIMZADE
Soviet Phys. Semicond. 6, 395 (1972)

- 62 - R. VON BALTZ, W. ESCHER
Phys. Stat. Sol. (b) 51, 499 (1972)

- 63 - D. Mc CUMBER
Rev. Modern Phys. 38, 494 (1966)

- 64 - E. Ni FOO, N. TZOAR
Phys. Rev. 187, 1000 (1969)

- 65 - D.E. Mc CUMBER
Phys. Rev. 154, 790 (1967)

- 66 - E. HAGA, H. KIMURA
J. Phys. Soc. Japan, 19, 658 (1964)

- 67 - E. HAGA, H. KIMURA
J. Phys. Soc. Japan 18, 777 (1963)

- 68 - H. EHRENREICH
J. Phys. Chem. Sol. 2, 131 (1957)

- 69 - H.B. CALLEN
Phys. Rev. 76, 1394 (1949)

- 70 - C.A. NANNEY
Intern. Conf. Semicond. Moscou 901 (1968)

- 71 - A. RON, N. TZOAR
Phys. Rev. 131, 1943 (1963)

- 72 - A. RON, N. TZOAR
Phys. Rev. 131, 12 (1963)

- 73 - J. DAWSON, C. OBERMAN
Phys. Fluids 5, 517 (1962)

- 74 - A. MYCIELSKI, A. AZIZA, J. MYCIELSKI, M. BALKANSKI
Phys. Stat. Solid (b) 65, 737, (1974)

- 75 - A.K. GANGULY, K.L. NGAI
Phys. Rev. B8, 5654 (1973)